

# Physikalische Berichte

als Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

editiert von Karl Scheel unter Mitwirkung von A. Güntherschulze

**D. Jahrgang**

**15. November 1929**

**Nr. 22**

## 1. Allgemeines.

Erhard C. Schmidt. Wilhelm Hittorf. Strahlentherapie **33**, 591–600, 1929, Nr. 3.

L. v. Laue und E. Rückardt. Willy Wien, Nachruf. Naturwissensch. **17**, 76–681, 1929, Nr. 35. *Güntherschulze.*

Salvatore Cherubino. Un'applicazione del calcolo di matrici alla teoria delle forme quadratiche. S.-A. Rend. Lomb. **62**, 505–514, 1929, Nr. 11/15. Eine quadratische Form der Charakteristik  $p + 1$  kleiner als die Zahl der Variablen ist äquivalent einer irreduziblen mit  $p + 1$  Variablen. Der Verf. führt die Reduktion unter Benutzung eines Theorems von Frobenius und des Matrizenkalküls mittels einer Substitution vom Einheitsmodul durch, und zieht aus der Art, wie die Reduktion erfolgt, verschiedene Folgerungen. Unter diesen ist ein Theorem über semidefinite quadratische Formen und die Bemerkung, daß eine quadratische Form vom Typus  $\lambda - 1 \cdot \lambda + 1$ , wo  $\lambda$  eine beliebige rechteckige Matrix ist, stets nicht entartet ist. Die Betrachtungen sind auf Hermitesche Formen ausdehnbar. *K. Przibram.*

F. Kryloff. Sopra un nuovo metodo per l'integrazione approssimata delle equazioni differenziali della fisica matematica. Sunto di una conferenza tenuta all'Istituto Matematico della R. Università di Bologna il 7 dicembre 1926. Boll. dell'Unione Matematica Italiana **6**, 3–7, 1927. Integration der Differentialgleichung

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + A(x)y - f(x) = 0$$

nach der verallgemeinerten Methode von Ritz und Bestimmung der Größenordnung des Fehlers. *L. Strum.*

F. Kryloff. Sur différents procédés d'intégration approchée en physique mathématique. Ann. de Toulouse **19**, 1–34, 35–67, 1927. Der Verf. schlägt eine Modifikation der Ritzschen Methode vor, welche er „Methode der kleinsten Quadrate“ nennt: die Lösung der Gleichung wird auf das Problem von der Auffindung des Minimums von Integral

$$\int_0^1 [L(u) - f(x)]^2 dx,$$

wo  $L(u)$  die linke Seite der Gleichung bedeutet, zurückgeführt. Diese Methode wird vom Verf. zur Lösung der integro-differentiellen Gleichung, der allgemeinen Differentialgleichung der zweiten Ordnung, der inhomogenen linearen Integralgleichung (von zweiter Art), sowie der Integralgleichung der ersten Art angewandt, wobei nicht nur die angenäherte Lösung erhalten wird, sondern auch die Größenordnung des bei dieser Annäherung begangenen Fehlers bestimmt wird. Der Verf. bestimmt auch die Größenordnung des Fehlers bei Anwendung der Methode von Ritz zur Integration der selbstkonjugierten Differentialgleichung zweiter Ordnung und zur Integration der nichtlinearen Differentialgleichung von der Form:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} f(x, y) = 0$$

und zeigt die Möglichkeit, die Ritzsche Methode auf nichtselbstkonjugierte Differentialgleichungen anzuwenden. Weiter gibt der Verf. eine neue Methode der angenäherten Integration an, von welcher die Ritzsche Methode und die Methode der kleinsten Quadrate Sonderfälle darstellen. Die Entwicklungskoeffizienten des angenäherten Wertes  $u_m$  der Funktion  $u$  nach den Fundamentalfunktionen  $\varphi_i$  werden aus dem System linearer Gleichungen

$$\int_0^1 L(u - u_m) M(\varphi_n) dx = 0 \quad (n \leq m),$$

wo  $M(\varphi_n)$  einen gewissen Operator bedeutet, bestimmt. Der Verf. zeigt auch die Konvergenz der Methode und bestimmt die Größenordnung des Fehlers. Außerdem gibt der Verf. noch eine Methode an, die Methode der unendlichen Determinanten, die auf den Theoremen von Helge von Koch beruht; diese Methode wird zur Aufsuchung der charakteristischen Zahlen und Fundamentalfunktionen der Integralgleichung angewandt; auch wird die Anwendung dieser Methode zur Integration der Differentialgleichungen gezeigt.

*L. Strum*

**A. Weinstein.** Mathematische Probleme aus der neueren Entwicklung der Hydrodynamik. *Naturwissensch.* **17**, 381–385, 1929, Nr. 21. [S. 2058.]

*Tollmien*

**L. Egersdörfer.** Anleitung zur Darstellung von Häufigkeitskurven nach Bruns. *Meteorol. ZS.* **46**, 202–209, 1929, Nr. 6. [S. 2169.] *J. Möller*

**K. M. Oesterle.** Bildungsbedingungen und Eigenschaften dünnster elektrolytischer Nickelschichten. *ZS. f. Elektrochem.* **35**, 505–519, 1929, Nr. 8. Es wird untersucht, welchen Einfluß auf die Gestaltung elektrolytischer Nickelniederschläge die durch Mitentladung von Wasserstoff bedingte Bildung von Nickelhydroxyd hat. Hierzu werden dünnste Nickelschichten in Elektrolyten von bestimmtem  $p_H$  und unter auch sonst gut definierten Bedingungen erzeugt und auf ihre Magnetisierbarkeit, spontane Kontraktionsfähigkeit und elektromotorische Wirksamkeit verglichen. Die Beobachtungen lassen Schlüsse auf die Struktur der Schichten ziehen und geben — in Verbindung mit Feststellungen über reversible und irreversible Eigenschaftsänderungen bei mechanischer Beanspruchung usw. — ein bestimmtes Bild von der Beschaffenheit und Entstehungsweise einzelner Niederschlagstypen, das auch röntgenographisch bestätigt wird.

*C. Müller*

**Paul F. Gaeher.** Some uses of alternating current supply. *Journ. Opt. Soc. Amer.* **18**, 488–491, 1929, Nr. 6. Verf. beschreibt einige Anwendungen

es Wechselstromlichtbogens für Demonstrationsversuche, z. B. über die Bewegung einer Stimmgabel, Schwebungen, Wellen auf Flüssigkeiten, Sichtbarmachen kleiner Phasenänderungen, Eichung von Stimmgabeln, gekoppelte Systeme und Lissajoussche Figuren.  
*Lohrmann.*

**Andet et Vaurabourg.** Pyromètre pour la mesure de la température des filaments de lampes à incandescence. Rev. d'Opt. 6, 342—345, 1927, Nr. 8. Da bereits im Jahre 1926 Ribaud (diese Ber. 8, 1097, 1927) ausführlich die Theorie verschiedener gebräuchlicher, optischer Pyrometer beschrieben hat, begnügen sich die Verf. mit der Beschreibung eines von ihnen konstruierten optischen Pyrometers, das sich besonders zur Messung der Temperatur von Fäden einer Glühlampe eignet. Mit einem Mikroskop wird dieser dünne Faden beobachtet; von der Gegenseite wird an der Stelle des Fadens das Bild einer bekannten Lichtquelle entworfen. Zwischen Bild und Lichtquelle befindet sich ein Keil, mit dessen Hilfe die Helligkeit des Bildes so eingestellt wird, daß der Faden untersuchende Glühfaden gerade verschwindet. Daraus läßt sich die Faden-temperatur bestimmen. Das Pyrometer ist für den Temperaturbereich von 800 bis 3000° abs. eingerichtet.  
*H. Ebert.*

**Lohrmann.** Eine einfache erdmagnetische Apparatur für Schulzwecke. Praktische Schulphysik 9, 168—172, 1929, Nr. 7. [S. 2167.] *Bartels.*

**J. Berndt.** Die deutschen Gewindetoleranzen. Mit einem Geleitwort von W. Hellmich. 179 Seiten. Berlin, Julius Springer, 1929. Inhalt: I. Frühere deutsche und ausländische Gewindetoleranzen. II. DIN 244. III. DIN 2244. IV. Die Prüfung der Gewindetoleranzen. V. und VI. Die Prüfung der Gewindetoleranzen nach DIN 244 und 2244. VII. Die Ergebnisse neuerer Untersuchungen der Gewinde (A. Messungen von Außen- und Innengewinden; B. Die Zusammen-schraubbarkeit von Bolzen und Muttern; C. Wieweit ist das Gewinde eine Kopie der Schneidzeuge? D. Die Festigkeit von Schraubenverbindungen). VIII. Die jetzigen Gewindetoleranzen (A. Vorfragen; B. Toleranzen für Bolzen und Muttern für Gütegrade Mittel, Grob, Fein, Festsitz sowie für Fein- und ähnliche Gewinde). IX. Die jetzt gültigen Vorschriften für die Gewindelehren (A. Arten der Lehren; B. Größe der Herstellungsgenauigkeit und Abnutzung; C. Lage der Herstellungsgenauigkeit und Abnutzung). X. Toleranzen für Rohrgewinde (A. Ausländische Toleranzen; B. Bisherige deutsche Toleranzen für Rohrgewinde; C. Toleranzen für das Rohrgewinde nach DIN 259; D. Toleranzen für das konische Rohrgewinde nach DIN 2999). XI. Dampfdichte Gewinde. XII. Toleranzen für Trapez-, Sägen- und Rundgewinde. XIII. Toleranzen für Schneidzeuge. — Literaturverzeichnis.  
*Berndt.*

**J. N. Sawin.** Der Dualismus im metrischen System. Maschinenbau, 1929, 510—512, 1929, Nr. 15. Es wird darauf hingewiesen, daß zwei metrische Maßsysteme nebeneinander bestehen, das wissenschaftliche mit der Bezugstemperatur 0° und das technische mit der Bezugstemperatur 20° C. Letzteres wird von der Industrie fast aller Staaten gebraucht, nur England hat an 62° F (16 $\frac{2}{3}$ ° C) und Frankreich an 0° festgehalten. Es werden weiterhin die bekannten Gründe aufgeführt, die die Industrie zur Wahl der Bezugstemperatur 20° veranlaßt haben, und ausgeführt, warum die französischen Vorschläge mit 0° Bezugstemperatur und einem bestimmten Ausdehnungskoeffizienten für die Industrie unpraktisch sind. Es wird gewünscht, daß die Bezugstemperatur 20° C allgemein angenommen wird.  
*Berndt.*

**L. G. Ussikow.** Das Ionisationsmanometer. Drahtl. Telegr. 1927, S. 323—330, Nr. 42 (russisch). Es wird die Einrichtung dieses Apparats, seine Evakuierung, Evakuierung und Bedienung beschrieben. Die elektrische Schaltung zur Bestimmung der im Apparat herrschenden Drucke aus den Ionenströmen wird angegeben.

N. Nikitin

**Alexander McAdie.** New forms of dry and wet bulb thermometer. Science (N. S.) 70, 172—173, 1929, Nr. 1807. Die von Poulter (s. diese Bez. 9, 1730, 1928) gegebene Näherungsformel zur Berechnung der relativen Feuchtigkeit aus den Angaben eines trockenen und eines befeuchteten Thermometers ist recht ungenau. Daher schlägt Verf. eine der Sprungschens Gleichung vollkommen analoge Form vor. Weiter fügt er der eigentlichen Temperaturskala andere Einteilungen hinzu, die es gestatten, weitere hygrometrische Größen der Luft, wie absolute Feuchtigkeit und andere unmittelbar abzulesen. H. Eber

## 2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

**L. Zehnder.** Über die Grundlagen der Naturwissenschaften. Verh. d. naturf. Ges. Basel (Festband) 38, 84, 1927. Verf. fordert das Prinzip größter Einfachheit für die Grundlagen der Physik und unbedingte Vorstellbarkeit für die physikalischen Vorgänge, in Übereinstimmung mit H. Dingler und H. J. Mellin. Während sich die Mathematiker die Atome als dimensionslose Punkte denken können, von denen endliche Kräfte derart ausgehen, daß sie in diesen Punkten sogar unendlich groß werden müssen, als dimensionslose Punkte, in denen endliche Massen, Energien usw. konzentriert und also unendlich dicht sind, darf der Physiker solche abstrakten Vorstellungen nicht mit den natürlichen Bestehen verwechseln. Daher kann z. B. das Bohrsche Atommodell keinen natürlichen Bestand haben, es kann wirklich nur als ein Modell aufgefaßt werden, wie es ja Bohr genannt hat. Dem Prinzip größter Einfachheit entsprechend, verlangt Verf. einen Dualismus von Substanzen: die wägbare Substanz und die (einstweilen noch) unwägbare Substanz des Äthers; beide Substanzen atomistisch aufgebaut; die kleinsten Atome derselben als Kügelchen, die H-Atome einerseits, die Ätheratome andererseits, letztere natürlich viel kleiner und leichter als erstere. Dem Energiegleichverteilungsgesetz zufolge fliegen dann die Ätheratome etwa mit Lichtgeschwindigkeiten durch den Raum. Die H-Atomkerne müssen, der Proutischen Hypothese, den Astonischen Entdeckungen entsprechend, die Uratome sein, alle anderen chemischen Atomkerne sind Aggregate derselben. In Äther von genügender Dichte müssen alle Atomkerne mit Ätherhüllen überzogen werden, ähnlich wie in der Atmosphäre alle Körper Luft- und Wasserhüllen bekommen. Verf. glaubt, daß der Widerspruch zwischen der Planckschen Quantentheorie und der Maxwellschen elektromagnetischen Lichttheorie verschwindet, wenn man nur diese beiden Theorien richtig gegeneinander abgrenzt. Die Quantentheorie darf nur Verwendung finden, wo es sich um atomare bzw. quantenhaft begrenzte Vorgänge handelt. Speziell für den Photoeffekt wird gezeigt, wie er sich unter Zuhilfenahme der notwendig vorhandenen Ätherwirkungen als Quantenvorgang verstehen läßt.

Zehnder

**J. v. Neumann und E. Wigner.** Über merkwürdige diskrete Eigenwerte. Phys. ZS. 30, 465—467, 1929, Nr. 15. An Hand von zwei Beispielen treten die

Verff. der häufig geäußerten Ansicht entgegen, daß ein kontinuierliches Spektrum immer dann zu erwarten sei, wenn der klassisch mechanische Grenzfall eine Bewegung ist, bei der der sich bewegende Massenpunkt ins Unendliche gelangt.

*Friedrich Möglich.*

**J. v. Neumann und E. Wigner.** Über das Verhalten von Eigenwerten bei adiabatischen Prozessen. Phys. ZS. **30**, 467—470, 1929, Nr. 15. Es wird untersucht, unter welchen Bedingungen zwei Eigenwerte eines quantenmechanischen Systems durch eine Störung zum Zusammenfallen gebracht werden können. Dazu sind im allgemeinen drei Störungsparameter notwendig.

*Friedrich Möglich.*

**W. Heisenberg und W. Pauli.** Zur Quantendynamik der Wellenfelder. ZS. f. Phys. **56**, 1—61, 1929, Nr. 1/2. In der gleichen Weise, wie durch Dirac mit Hilfe der Quantisierung der Materiewellenfunktionen das quantentheoretische Mehrkörperproblem behandelt wird, suchen die Verff. die Elektrodynamik den quantentheoretischen Gesetzen dadurch einzugliedern, daß die Feldstärken als Matrizen angesehen werden. Die Definition kanonisch konjugierter Größen gelingt mit Hilfe der Lagrangefunktion des elektromagnetischen Feldes, die allerdings, um gewissen Schwierigkeiten zu entgehen, noch durch ein invariantes Zusatzglied abgeändert werden muß. Die so erhaltene Lagrangefunktion wird zu der Lagrangefunktion der Diracschen Materiewellen hinzugefügt; dadurch erhält man eine Lagrangefunktion, die durch Variation der elektromagnetischen Potentiale und der Diracschen Materiewellenfunktionen ein Gleichungssystem ergibt, das die Beschreibung des gesamten Systems Materiewellen plus Lichtwellen enthält.

*Friedrich Möglich.*

**Karl Bollert.** Lassen sich die Resultate der Wellenmechanik auch vom Standpunkt der klassischen Elektrodynamik verstehen? ZS. f. Phys. **55**, 409—430, 1929, Nr. 5/6. Es wird versucht, die Miesche Theorie der Elektrizität zur klassischen Interpretation der Quantentheorie heranzuziehen.

*Friedrich Möglich.*

**Ladislav Natanson.** Some properties of groups of wave-disturbances. S.-A. Krakauer Anzeiger (A) 1929, S. 213—223. Eine Untersuchung über das Verhalten von Wellengruppen in dispergierenden Medien.

*Friedrich Möglich.*

**E. Segré.** Sulla teoria quantistica della fluorescenza. Lincei Rend. (6) **9**, 887—892, 1929, Nr. 10. Eine Ableitung der Fluoreszenzerscheinungen mit den Mitteln der Diracschen Dispersionstheorie.

*Friedrich Möglich.*

**D. Meksyn.** The Motion of a Particle as a statistical Problem and Bohr-Heisenberg's Uncertainty Conditions. Phil. Mag. (7) **7**, 1187—1192, 1929, Nr. 47. Versuch einer Herleitung der Heisenbergschen Ungenauigkeitsrelation aus allgemeinen statistischen Ansätzen.

*Friedrich Möglich.*

**H. Schüler und H. Brück.** Über Hyperfeinstrukturen in Dublettspektren und ihre Bedeutung für die Bestimmung von Kernmomenten. ZS. f. Phys. **55**, 575—580, 1929, Nr. 9/10. Die durch die Erscheinung von Hyperfeinstrukturen bedingte Einführung neuer Quantenzahlen ergibt die Möglichkeit der Aufstellung neuer Termschemata. Ihre Diskussion wird für den einfachen Fall von Dublettspektren durchgeführt. Man erhält hier in eindeutiger Weise für Thallium den Wert eines neuen, für alle Atomzustände konstanten Moments  $i = \frac{1}{2}$ . Ferner werden auch aus den Intensitäten der Hyperfeinstrukturen Rückschlüsse auf die neuen Momente gezogen, die als Kernmomente gedacht sind.

*Kirsch.*

**H. Schüler und H. Brück.** Über Hyperfeinstrukturen in Triplettenspektren und ihre Bedeutung für die Bestimmung von Kernmomenten (2. Mitteilung.) ZS. f. Phys. **56**, 291–296, 1929, Nr. 5/6. Die Annahme einer für alle Atomzustände konstanten Kernmoments bedingt die Einführung neuer Termschemata, die wie früher für Dublett- hier für Triplettenspektren diskutiert werden. Die Betrachtung des Cd ergibt danach für seine verschiedenen Isotope zwei Gruppen mit den Kernmomenten  $i = 0$  und  $i = \frac{1}{2}$ . Am Schluß der Arbeit sind in einer Tabelle die bisherigen Ergebnisse zusammengestellt und kurz diskutiert.

Kirsch

**F. T. Holmes.** Penetrating Radiation and de Broglie Waves. Nature **123**, 943, 1929, Nr. 3112. [S. 2169.]

Kollhörster

**Alex. Véronnet.** La théorie électronique de l'éther et l'électromagnétisme. C. R. **188**, 1488–1490, 1929, Nr. 23. [S. 2068.]

Kunze

**Max Planck.** Das Weltbild der neuen Physik. Zweite unveränderte Auflage 52 S. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1929. Die Schrift gibt den Inhalt eines Vortrages wieder, den Verf. am 18. Februar 1929 im Physikalischen Institut der Universität Leiden gehalten hat, teilweise auf Grund von späteren Vorträgen in Wien und Prag über den nämlichen Gegenstand etwas abgeändert. Die Schrift ist dem Andenken an Hendrik Antoon Lorentz gewidmet.

Schnee

**M. Born.** Über den Sinn der physikalischen Theorien. Rede, gehalten in der öffentlichen Sitzung am 10. November 1928. Göttinger Nachr., Geschäftl. Mitt. 1928/29, S. 51–70.

Güntherschulze

### 3. Mechanik.

**Umberto Crudele.** I sistemi di Rutherford-Bohr. Cim. (N. S.) **6**, 243–244, 1929, Nr. 5. Kurze Übersicht über vom Verf. seit dem Jahre 1924 in den Rend. Lincei, dem Cim. und den Rend. Circolo matemat. Palermo veröffentlichten Arbeiten über die mechanischen Eigenschaften von Systemen, die aus einem positiv geladenen Massenpunkt und mehreren negativen bestehen, mit besonderer Berücksichtigung des Dreikörperproblems.

K. Przibram

**E. Fermi.** Sul moto di un corpo di massa variabile. (Estratto di Lettera a Lincei Rend. (6) **9**, 984–986, 1929, Nr. 11. Levi-Civita hat bei der Aufstellung der Bewegungsgleichung für eine zeitlich veränderliche Masse, wie sie z. B. durch einen Planeten, der von Meteoriten getroffen wird, veranschaulicht wird, angenommen, daß die mittlere Geschwindigkeit der auftreffenden Meteoriten gleich Null ist. Die zunächst erhaltene Gleichung

$$\frac{d(mV)}{dt} = F + \frac{dm}{dt} \bar{v}$$

vereinfacht sich dann durch Fortfall des zweiten Gliedes rechts. Der Verf. läßt diese Vereinfachung fallen und führt eine Geschwindigkeitsverteilung von sphärischer Symmetrie ein. Für den Fall einer Maxwell'schen Verteilung läßt sich die Integration nicht in geschlossener Form durchführen, hingegen ergibt

ich für eine einheitliche Geschwindigkeit aller Meteorite, die außerdem groß  
 ei gegen die des Planeten, einfach  $\bar{v} = -V/3$ , und die Bewegungsgleichung wird

$$\frac{1}{m^{1/3}} \frac{d}{dt} (m^{4/3} V) = F;$$

ie geht natürlich in die gewöhnliche über, wenn die Masse von der Zeit un-  
 abhängig ist. K. Przibram.

**R. A. Frazer and W. J. Duncan.** On the Criteria for the Stability of  
 Small Motions. Proc. Roy. Soc. London (A) **124**, 642–654, 1929, Nr. 795.  
 Verff. ersetzen die bekannten Routhschen Stabilitätsbedingungen für ein  
 dynamisches System mit  $n$  Freiheitsgraden, die auf die Vorzeichenbestimmung  
 gewisser Probefunktionen (vgl. Routh-Schepp, Die Dynamik der Systeme  
 starrer Körper, Bd. II, § 297ff.) hinauslaufen, durch andere, bei denen gewisse  
 Probeterminanten ein positives Vorzeichen annehmen müssen. Insbesondere  
 wird die Frage nach dem ersten Einsetzen von Instabilität bei einem solchen  
 System behandelt, dessen Zustand von einer Reihe spezieller Parameter abhängt,  
 das ferner für bestimmte Werte dieser Parameter stabil ist, und für das jetzt  
 jene Ausgangswerte der Parameter einer stetigen Abänderung unterworfen  
 werden. Harry Schmidt.

**Gian Antonio Maggi.** Appunti sull'estensione del principio delle velo-  
 cità virtuali alle pressioni di attrito. S.-A. Rend. Lomb. **62**, 478–480,  
 1929. Unter Benutzung des schon früher vom Verf. eingeschlagenen Vorgangs,  
 die Reibungsdrucke zu den wirkenden Kräften hinzuzuzählen, wird gezeigt,  
 wie man mit den Prinzipien der Mechanik übereinstimmende Resultate erhält  
 bei Einführung der Reibungsdrucke in die Gleichung der virtuellen Geschwindig-  
 keit, die für gewöhnlich auf reibungslose Bindungen beschränkt wird.

K. Przibram.

**A. Lokchine.** Sur la stabilité d'une plaque renfermée entre deux  
 cercles concentriques. C. R. **189**, 316–317, 1929, Nr. 7. Verf. untersucht  
 das Ausknicken einer kreisringflächenförmigen elastischen Platte, die durch  
 gleichmäßig längs ihrer äußeren Berandung verteilte Druckkräfte beansprucht  
 wird. Die Werte der kritischen Belastung werden unter Voraussetzung einer  
 freien Innenberandung sowohl für den Fall einer eingespannten als auch für  
 den Fall einer aufliegenden Außenberandung bestimmt. Harry Schmidt.

**Heinrich Hencky.** Das Superpositionsgesetz eines endlich deformierten  
 relaxationsfähigen elastischen Kontinuums und seine Bedeutung  
 für eine exakte Ableitung der Gleichungen für die zähe Flüssigkeit  
 in der Eulerschen Form. Ann. d. Phys. (5) **2**, 617–630, 1929, Nr. 6. Der  
 herrschenden Anschauung, daß Flüssigkeiten keinen Schubelastizitätsmodul  
 besitzen, wird die Maxwellsche Vorstellung eines relaxationsfähigen elastischen  
 Kontinuums gegenübergestellt. Es wird gezeigt, daß eine für alle Geschwindig-  
 keiten gültige einfache Beziehung zwischen dem Spannungstensor und dem  
 Tensor der Deformationsgeschwindigkeiten unmöglich ist, wenn auch die übliche  
 Annahme als (physikalisch unmöglicher) Grenzfall eines unendlichen Schub-  
 moduls und einer verschwindenden Relaxationszeit Gültigkeit behält. Ein  
 dauerndes Zusammenfallen der Achsen des Tensors der Deformationsgeschwindig-  
 keiten mit den Achsen des Spannungstensors ist wegen des zunehmenden Ein-  
 flusses der remanenten Elastizität beim Anwachsen der Geschwindigkeit un-  
 möglich. Heinrich Hencky.

**F. R. Lack.** Observations on Modes of Vibration and Temperature Coefficients of Quartz Crystal Plates. *Bell Syst. Techn. Journ.* 8, 535–535, 1929, Nr. 3; *Proc. Inst. Radio Eng.* 17, 1123–1141, 1929, Nr. 7. Piezoelektrische Quarzplatten — senkrecht zur elektrischen Achse orientiert — und Quarzplatten — parallel der elektrischen Achse orientiert — werden in bezug auf Schwingungsart, Frequenz der Schwingungsarten als Funktion der Plattendimensionen, und Größe und Vorzeichen des Temperaturkoeffizienten der Frequenz untersucht. Die Quarzplatten senkrechten Schnittes haben hauptsächlich zwei longitudinale Eigenschwingungen, von denen die mit der höheren Frequenz von der Plattendicke, die mit der niederen Frequenz von der Plattenlänge in Richtung der neutralen Achse bestimmt wird. Beide Schwingungen haben negativen Temperaturkoeffizienten. Bei den beiden entsprechenden Schwingungen der Quarzplatten parallelen Schnittes hängt die Frequenz der schnelleren Schwingung von einer Plattenschering ab. Diese Frequenz hat einen positiven Temperaturkoeffizienten. Die Schwingung der niederen Frequenz ist eine Longitudinalschwingung, hat einen negativen Temperaturkoeffizienten. Bei dieser Plattenart werden charakteristische Änderungen der höheren Frequenz und ihres Temperaturkoeffizienten mit Änderung des Verhältnisses der Plattendimensionen und der Temperatur beobachtet, welche aus Kopplungen der Scherungs- und der Longitudinalschwingungen zurückgeführt werden. Durch Anwendung der Theorie der Koppelschwingungen lassen sich die Frequenz- und Temperaturkoeffizientenänderungen erklären. Bei richtiger Wahl der Dimensionen der Quarzplatte kann man hierdurch sehr kleine Temperaturkoeffizienten bis zu Null erhalten.

A. Scheib

**G. v. Hevesy und W. Seith.** Der radioaktive Rückstoß im Dienste von Diffusionsmessungen. *ZS. f. Phys.* 56, 790–801, 1929, Nr. 11/12. Eine Schicht von  $\text{ThBCl}_2$ , welche auf einer  $\text{PbCl}_2$ -Oberfläche liegt, weist nach Erwärmung einen Rückgang der  $\alpha$ -Rückstoßausbeute auf. Daraus läßt sich die Diffusionsgeschwindigkeit der  $\text{ThB}^{++}$  im  $\text{PbCl}_2$ , also die Selbstdiffusionsgeschwindigkeit der  $\text{Pb}$ -Ionen ermitteln. Die äußerst empfindliche Methode mit deren Hilfe Diffusionskonstanten bis zu  $10^{-13} \text{ cm}^2 \text{ Tag}^{-1}$  gemessen werden können, gestattet, die Diffusionsgeschwindigkeiten in  $\text{PbCl}_2$  und  $\text{PbJ}_2$  bis in die Gegend von  $10^0$  zu messen. Die so erhaltenen Werte sind:

$$D_{\text{PbCl}_2} = 1,06 \cdot 10^7 e^{\frac{38120}{RT}} \quad \text{und} \quad D_{\text{PbJ}_2} = 3,43 \cdot 10^4 e^{\frac{30000}{RT}}.$$

Der hohe Wert der Auflockerungswärme der Bleiionen im  $\text{PbCl}_2$  (38120 cal pro Mol) erklärt den Tubandt'schen Befund, daß im Bleichlorid die Chlorionen deren Auflockerungswärme nur 11180 beträgt, praktisch allein beweglich sind. Die Überföhrungszahl der Bleiionen berechnet sich zu  $10^{-5}$ . K. W. F. Kohlrausch

**Louis S. Kassel.** Der thermische Ozonzerfall bei kleinen Drucken. *ZS. f. phys. Chem. (B)* 2, 264–265, 1929, Nr. 3. Verf. bespricht kurz die Arbeit von Riesenfeld und Schumacher [*ZS. f. phys. Chem. (A)* 138, 268, 1929, diese Ber. S. 542] im Zusammenhang mit der von ihm entwickelten Theorie der monomolekularen Reaktion. Die Verknüpfung eines Zerfalls nach der ersten Ordnung mit einem solchen nach der zweiten, wie in der genannten Arbeit für Ozon berichtet wird, stimmt mit der monomolekularen Reaktionstheorie des Verf. überein. Jedoch ist noch nicht überzeugend bewiesen, daß die nach der ersten Ordnung verlaufende Reaktion in diesem Falle wirklich homogen ist. Ott

**A. Ellett, H. F. Olson and H. A. Zahl.** The reflection of atoms from crystals. Phys. Rev. (2) **34**, 493—501, 1929, Nr. 3. Thermisch erzeugte Atomstrahlen von Hg, Cd und As fallen auf eine Steinsalzspaltfläche. Aus dem an der Glaswand sich absetzenden Spiegel kann die reflektierte Atommenge gemessen und festgestellt werden, ob reguläre oder allseitige Reflexion vorliegt. Bei zweimaliger Reflexion an einem Steinsalkristall tritt stets reguläre Reflexion auf, wenn beide Einfallswinkel genau gleich sind. Sind die Einfallswinkel nur nahe gleich, so wird ein entsprechender Bruchteil der Atome allseitig gestreut. Die Strahlgeschwindigkeit wird nach der Methode von Eldridge mit rotierenden Schlitzscheiben gemessen und von 500 bis 600 m/sec variiert. Dabei werden für Cd bei 22,5, 45 und 67,5° Beugungsmaxima gefunden. Es wird versucht, die de Brogliesche Beziehung zur Erklärung heranzuziehen. Der Brechungsindex würde jedoch kleiner als 1 werden. Für Cd-Atome von 440° C beträgt bei 45° die reguläre reflektierte Intensität 17 % der auffallenden. Die Intensität der gebeugten Strahlen bei 22,5 und 67,5° steht im Verhältnis 1 : 1,38. *Rupp.*

**M. J. Copley and W. H. Rodebush.** Molecular rays of hydrogen chloride in an electric field. Phys. Rev. (2) **33**, 1083—1084, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ein HCl-Molekülstrahl von der Anfangstemperatur — 80° C wird durch das inhomogene elektrostatische Feld zwischen einem Draht und einem Zylinder gebracht, die auf einer Potentialdifferenz von 10000 Volt gehalten werden. Das Bündel hat einen Durchmesser von 0,04 mm, und der Wert von  $\partial E / \partial r$  beträgt 10<sup>6</sup> Volt/cm. Das Feld wurde durch Transformator, Kondensator und Glühkathodengleichrichter erzeugt. Die HCl-Moleküle werden auf einer mit flüssiger Luft gekühlten Platte kondensiert, auf welcher vorher eine Schicht von Ammoniak niedergeschlagen war, so daß leicht sichtbare Niederschläge von NH<sub>4</sub>Cl entstehen, die allerdings schwierig zu photographieren sind. Vorläufige Versuche zeigen, daß ein großer Teil der Moleküle in dem Felde abgelenkt wird, da die Durchstoßstelle des Bündels fast ganz verwischt ist. Ein deutliches Bild des abgelenkten Bündels konnte jedoch noch nicht erhalten werden. *Sewig.*

**John L. Hodgson.** Integration of flow meter diagrams. Journ. scient. Instr. **6**, 116—118, 1929, Nr. 4. Bei der Auswertung von Diagrammen registrierender Flüssigkeitsmesser, deren Ausschlag proportional dem Geschwindigkeitsquadrat ist, entsteht ein Fehler dadurch, daß mit einem gewöhnlichen Planimeter nicht das Mittel der Quadratwurzeln der angezeigten Druckhöhen bestimmt werden kann. Der Verf. bringt eine Abschätzung dieses Fehlers, welche zeigt, daß derselbe bei einem Verhältnis von Schwankungsamplitude zu Maximalausschlag = 0,5 erst 1,5 % beträgt. Mit Hilfe einer Tabelle, welche die zu erwartenden Fehler für verschiedene Schwankungsgrade enthält, läßt sich rasch entscheiden, wann bei vorgegebener Meßgenauigkeit zur Auswertung der Diagramme statt eines gewöhnlichen Planimeters ein besonderes Quadratwurzelplanimeter verwendet werden muß. *H. Mueller.*

**L. Escande et Teissie-Solier.** Sur la détermination chronophotographique du potentiel des vitesses dans les écoulements plans par application du théorème de Stokes, et sur la similitude des barrages déversoirs. C. R. **189**, 317—319, 1929, Nr. 7. *Scheel.*

**L. Rosenhead.** The Kármán Street of Vortices in a Channel of Finite Breadth. Phil. Trans. (A) **228**, 275—329, 1929, Nr. 665. Der Verf. untersucht

eine Kármánsche Wirbelstraße in einem Kanal von unendlicher Breite, und zwar ihre Stromlinienform, ihre Stabilität und den durch sie erzeugten Widerstand.

Tollmien

**Henri Villat.** Sur les tourbillons alternés de M. H. Bénard dans un canal de largeur finie. C. R. 188, 1129–1132, 1929, Nr. 18. Nach einer Methode von Jaffé (Ann. d. Phys. 61, 173, 1920) berechnet Villat das Geschwindigkeitsfeld einer Kármánschen Wirbelstraße, die sich hinter einem Körper ausbildet, der sich längs der Symmetrieachse eines Kanals mit parallelen Wänden bewegt. Der dadurch erzeugte Widerstand ist beim Grenzübergang zu unendlicher Kanalbreite nicht unbedingt gleich dem entsprechenden Wirbelwiderstand in einer von vornherein unendlich ausgedehnten angenommenen Flüssigkeit; denn in diesem Fall brauchen die Durchflußmengen durch zwei Querschnitte senkrecht zur Bewegungsrichtung des Körpers vor und hinter dem Körper nicht dieselben zu sein, was im Falle eines Kanals unbedingt gelten muß.

Tollmien

**A. Weinstein.** Mathematische Probleme aus der neueren Entwicklung der Hydrodynamik. Naturwissensch. 17, 381–385, 1929, Nr. 21. Bericht über die neueren Fortschritte in der Wellenlehre, die vor allem an den Namen von Levi-Civita anknüpfen und permanent fortschreitende Wellen in einem unendlich langen Kanal betreffen.

Tollmien

**G. Flügel.** Über die Strömung an Platten und plattenähnlichen Körpern. Schiffbau 30, 336–338, 1929, Nr. 14. Betrachtungen über die Wirbelbildung an scharfkantigen Körpern an Hand von Strömungsphotographien.

Tollmien

**Henri Benard.** Les tourbillons alternés à la surface d'une nappe liquide fendue par un obstacle. Résumé des résultats déduits des films de Lyon. Journ. de phys. et le Radium (6) 10, 14 S–18 S, 1929, Nr. 1. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 271.]

Tollmien

**Harold Jeffreys.** On the Transverse Circulation in Streams. Proc. Cambridge Phil. Soc. 25, 20–25, 1929, Nr. 1. Der Verf. untersucht, ob der übliche Ansatz für die Spannung in einer turbulenten Strömung Quer- oder „Sekundärströmungen“ erfordert, wie sie experimentell in geraden Röhren mit gleichbleibendem, nicht kreisförmigem Querschnitt festgestellt wurden. Wenn man den Spannungstensor, der durch die turbulente Nebenbewegung erzeugt wird, wie üblich bis auf eine skalare Ortsfunktion gleich dem Deformationsschwindigkeitstensor setzt, so läßt sich beweisen, daß durchaus eine Strömung ohne Sekundärbewegung möglich ist. Da der Verf. eine Erklärung dieser Erscheinung aus Stabilitätsgründen ablehnt, kommt er zu dem Schluß, daß der Ansatz für den Spannungstensor zu ändern ist, ohne indes einen Weg hierfür aufzuweisen zu können.

Tollmien

**J. Kampé de Fériet.** Sur la liaison entre l'absence de pressions négatives et le sens de la concavité des lignes de jet dans le mouvement d'un fluide incompressible autour d'un obstacle. C. R. 188, 230–232, 1929, Nr. 3. Der Verf. zeigt, daß in einer Strömung um einen Körper mit Helmholtzschem Totwassergebiet die Grenzen dieses Totwassergebietes konkav (von seinem Innern aus betrachtet) sind, wenn in der ganzen Flüssigkeit kein geringerer Druck als im Unendlichen eintritt.

Tollmien

**Masotti.** Sulle azioni dinamiche in un sistema di vortici rettilinei. *Lincei Rend.* (6) **9**, 301–304, 1929, Nr. 4. Berechnung der Kraft, die an einzelner Wirbelfaden in einer ebenen Strömung durch das von der übrigen Strömung erzeugte Druckfeld erfährt, und Hinweis auf die Analogie mit der gewöhnlichen Kutta-Joukowskyschen Formel. *Tollmien.*

**G. van der Hegge Zijnen.** Experiments on the velocity distribution in the boundary layer along a rough surface; determination of the resistance experienced by this surface. *Proc. Amsterdam* **31**, 499–518, 1928, Nr. 4/5. Die Messungen wurden im geschlossenen Kanal an Waffelblech durchgeführt, wobei die Geschwindigkeitsverteilung mit Hitzdrahtinstrument, der Widerstand mittels Waage ermittelt wurde. Ausgehend von

$$u = V \left( \frac{y}{\delta} \right)^n$$

wurde eine theoretische Überlegung angestellt, die, wenn  $h$  die Höhe eines Buckels,  $u_0$  die dort herrschende Geschwindigkeit ist, unter der Annahme, daß der Widerstand proportional  $u_0^2$  ist, zu der Gleichung

$$\tau_0 = c \cdot \rho \cdot V^2 \left( \frac{h}{\delta} \right)^{2n}$$

führt. Wird  $\delta$  mit Hilfe der Gleichung für den Impulsverlust in der Grenzschicht als  $f(x)$  ausgedrückt, so ergibt sich  $\tau_0$  als Funktion von  $x$ , und nach einigen vereinfachenden Umformungen der Widerstand  $W$  in einer übersichtlichen Formel. Der im geschlossenen Kanal notwendig auftretende Geschwindigkeitsanstieg ist dabei berücksichtigt worden. Entnimmt man aus den Versuchen  $n$  und die notwendigen Konstanten, so kann man die Formel für  $\delta$ ,  $\tau_0$  und  $W$  nachprüfen. Es ergibt sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung. Die Bestimmung von  $W$  mittels Wägung geschah so, daß von dem Gesamtwiderstand der gesondert ermittelte Form- und der gerechnete Drahtwiderstand abgezogen wurde. Die Geschwindigkeitsverteilung gibt ebenfalls die Möglichkeit der Bestimmung von  $W$ , wozu dann noch ein vierter, in der vorliegenden Arbeit ebenfalls benutzter Weg kommt, nämlich Bestimmung von  $W$  aus der Änderung des Gesamtdruckes im Kielwasser hinter der Platte, verglichen mit dem Zustand vor der Platte. Während die letzten drei Werte für  $W$  gut zusammenstimmen (Abweichung unter 3%), zeigt der aus der Formel berechnete Wert etwa 8% Unterschied.

*M. Hansen.*

**M. M. White.** Streamline Flow through Curved Pipes. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **123**, 645–663, 1929, Nr. 792. Der Verf. untersuchte den Druckabfall in gebogenen Rohren von kreisförmigem Querschnitt. Die Rohre waren schraubenförmig aufgewickelt. Die Anlaufänge bis zur ersten Druckmeßstelle betrug 180 Rohrdurchmesser. Es wurden folgende drei Rohre untersucht: Rohrdurchmesser: I. 1,032 cm, II. 0,630 cm, III. 0,298 cm; Krümmungsradius: I. 7,81 cm, II. 15,85 cm, III. 305,2 cm. Der Bereich der Reynoldsschen Zahlen  $d/v$  ( $v$  = mittlere Geschwindigkeit,  $d$  = Rohrdurchmesser,  $\nu$  = kinematische Viskosität), über den sich die Untersuchung erstreckte, ist ungefähr durch folgende Werte gegeben: Beim Rohr I war  $\log \frac{vd}{\nu} \approx -1,2$  bis 4,6, beim Rohr II 1,2 bis 4,1, beim Rohr III 2,4 bis 3,8. Bei allen Rohren ist der Widerstand gegenüber geraden Rohren sowohl unterhalb wie oberhalb der kritischen Reynoldsschen

Zahl erhöht. Bei den beiden ersten läuft die Widerstandskurve (Widerstandsziffer abhängig von der Reynoldsschen Zahl) glatt über die kritische Reynoldssche Zahl gerader Rohre ( $vd/\nu \approx 2300$ ) hinweg, erst bei höheren Reynoldsschen Zahlen erfahren die Kurven einen Knick. Beim Rohr III ist der Übergang an der Stelle der normalen kritischen Reynoldsschen Zahl in seinem Verlauf gleichem Charakter wie bei geraden Rohren. Der Verf. benutzt dann diese Versuchsergebnisse sowie zwei weitere Versuchsreihen von Grindley und Gibbins und von Eustice, um eine Theorie von Dean über diesen Gegenstand zu prüfen. Danach ist das Verhältnis  $C$  der Widerstandsziffer des gekrümmten zu der eines gleich weiten geraden Rohres bei laminarer Strömung eine Funktion von

$$\kappa = \frac{vd}{\nu} \sqrt{d/D},$$

wobei  $D$  den doppelten Krümmungsradius bedeutet. Die Versuche bestätigen diese Theorie sehr gut, solange die Strömung nicht turbulent wird. Bei Steigerung der Reynoldsschen Zahl über diesen kritischen Punkt hinaus tritt eine scharfe Abweichung der Widerstandskurven von dem Deanschen Gesetz ein. Die Lage des kritischen Punktes ist aber weder durch die Reynoldssche Zahl  $vd/\nu$  allein noch durch die Deansche Zahl

$$\kappa = \frac{vd}{\nu} \sqrt{d/D}$$

allein bestimmt. Es scheint eher so zu sein, daß die kritische Stelle durch einen Wert der Widerstandsziffer festgelegt ist, und zwar scheint sie da zu liegen, wo die Widerstandsziffer

$$\lambda = \frac{p_2 - p_1}{\frac{\rho}{2} v^2} \cdot \frac{d}{l} \approx 0,036$$

ist ( $p_2 - p_1$  = Druckabfall in einem Rohrstück von der Länge  $l$ ). Die kritische Stelle liegt demnach bei höherer Reynoldsscher Zahl als beim geraden Rohr. Unterhalb der kritischen Stelle besteht für  $C$  die empirische Beziehung  $C = 1 - [1 - (11,6/\kappa)^{0,45}]^{1/0,45}$ . A. B.

**Johann Nikuradse.** Untersuchungen über die Strömungen des Wassers in konvergenten und divergenten Kanälen. Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ingenieurw. Nr. 289, 49 S., 1929. In dieser Arbeit wurden turbulente Flüssigkeitsströmungen in divergenten und konvergenten Kanälen untersucht, und zwar wurden die Untersuchungen mit Wasser in einem Kanal von rechteckigem Querschnitt mit verstellbaren Seitenwänden durchgeführt. Einerseits wurden die Geschwindigkeitsverteilungen in zwei hintereinanderliegenden Querschnitten, andererseits die statische Druckverteilung längs der Kanalachse gemessen. Die Geschwindigkeit wuchs in Wandnähe nach der  $1/7$ -Potenz des Wandabstandes. Um den durch die turbulenten Nebenbewegungen erzeugten Impulsaustausch zu erfassen, wurden die Schubspannung  $\tau$ , die Austauschgröße  $\varepsilon$  und der Mischungsweg  $l$  in ihrer Verteilung über den Kanalquerschnitt für alle Kanaltypen ermittelt. An Stelle des Öffnungswinkels, der bisher den Verlauf der Strömung und ihrer kennzeichnenden Größen bestimmte, wurde ein physikalisch begründeter charakteristischer Parameter

$$\Gamma_1 = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} \frac{\delta^{5/4}}{U^{7/4} \nu^{1/4}}$$

geführt, der auch in anderen beschleunigten und verzögerten Strömungen anwendbar ist. In Abhängigkeit von  $T_1$  wurden nun die Strömungen, insbesondere die dimensionslos gemachte Schubspannung  $\tau_0$  an der Wand

$$T_1 = \frac{\tau_0}{\rho} \frac{\delta^{1/4}}{U^{7/4} \nu^{1/4}}$$

betrachtet. Man erhielt dann einen auch in anderen Fällen anwendbaren Wert von  $T_1$ , bei dem  $T_1 = 0$  ist, d. h. Ablösung eintritt, was in dem hier untersuchten Falle bei einer Kanalerweiterung von  $\alpha = 5^0$  geschieht. Die Geschwindigkeitsverteilungen der turbulenten Strömungen, die von Dönch bei anderen Reynoldszahlen in Luft gemessen wurden, sind mit unseren Geschwindigkeitsverteilungen des strömenden Wassers verglichen. Die beiden Geschwindigkeitsverteilungen ergeben bei einer Zuordnung nach dem Parameter  $\alpha \sqrt[4]{R}$  eine befriedigende Übereinstimmung. Scheel.

**J. I. Taylor.** The Energy of a Body moving in an Infinite Fluid, with an Application to Airships. Proc. Roy. Soc. London (A) **120**, 13–21, 1928, Nr. 784. Taylor zeigt, daß die kinetische Energie einer Potentialströmung, die durch die Translation eines Körpers in unendlich ausgedehnter Flüssigkeit erzeugt wird, nur von der Kugelflächenfunktion ersten Grades in der Entwicklung des Geschwindigkeitspotentials nach fallenden Potenzen des Abstandes vom Ursprung, der im Körper angenommen wird, abhängt. Aus dieser Energie ergibt sich die „virtuelle Masse“, die beispielsweise für einen luftschiff förmigen Rotationskörper berechnet wird. Tollmien.

**Umberto Crudeli.** Il problema fondamentale del moto lento stazionario dei liquidi viscosi nel caso di contorno sferico. S.-A. Rend. Lomb. **62**, 497–504, 1929, Nr. 11/15. Es wird auf Grund früherer Untersuchungen eine verf. eine neue Methode zur Berechnung der Geschwindigkeiten und Drucke einer zähen Flüssigkeit, die in einen sphärischen Hohlraum eingeschlossen ist, bei langsamer stationärer Bewegung angewendet, wenn die Geschwindigkeit an der sphärischen Begrenzung gegeben ist. K. Przibram.

**Thomas Bowden.** A combined capillarimeter-viscosimeter. Journ. phys. chem. **32**, 459–462, 1928, Nr. 3. Es wird ein aus Glas gefertigtes Ostwaldsches Viskosimeter beschrieben, dessen erweiterter tiefer liegender Schenkel so angeordnet ist, daß bei geeigneter Füllung in der Kapillaren des Viskosimeters die Steighöhe der Versuchsflüssigkeit gemessen werden kann. Außerdem kann das Gerät, wenn es bis zu einer bestimmten Marke gefüllt wird, als Pyknometer zur Dichtebestimmung verwendet werden. Erk.

**M. Blow.** A study of the viscosity of rubber latex. Trans. Faraday Soc. **25**, 458–462, 1929, Nr. 8. Es wird die relative Viskosität von sieben verschiedenen Sorten Kautschukmilchsaft bestimmt, sowohl im unverdünnten Zustand sowie bei verschiedenen Verdünnungsgraden. Bis zu Konzentrationen von etwa 10% verläuft die Konzentrationsviskositätskurve annähernd geradlinig; in diesem Bereich wird die Gleichung von Einstein hinreichend erfüllt. Auch das Serum wird untersucht, da seine Viskosität von Einfluß auf die des Latex ist; Bestehen und Bedeutung einer Adsorptionsschicht auf den Latexkörnchen wird erörtert. Lothar Hock.

**E. Cornec, H. Krombach et A. Spack.** Équilibres entre l'eau, les nitrates et les sulfates de sodium et de potassium. C. R. 188, 1250–1252, 1929, Nr. 19. Verff. untersuchen die technisch wichtigen Lösungsgleichgewichte zwischen  $\text{NaNO}_3$ ,  $\text{KNO}_3$ ,  $\text{Na}_2\text{SO}_4$ ,  $\text{K}_2\text{SO}_4$  und finden die Resultate von Hamon (Journ. chem. soc. 129, 199) nicht bestätigt. Durch zahlreiche Versuche werden Löslichkeitsdiagramme erhalten, aus welchen die Koexistenzpunkte der Komponenten ersichtlich sind.

St. Hansa

**N. E. Oglesby.** A study of the system sodium bicarbonate–potassium bicarbonate–water. Journ. Amer. Chem. Soc. 51, 2352–2362, 1929, Nr. 19. Der Verf. untersuchte das ternäre System  $\text{NaHCO}_3$ – $\text{KHCO}_3$ –Wasser bei den Temperaturen  $19,97 \pm 0,01$ ,  $25,00 \pm 0,03$  und  $30,01 \pm 0,09^\circ$  unter der Voraussetzung und Bedingung, daß der Gesamtdruck des  $\text{CO}_2$  gleich dem des Wassers ist. Als einige feste Phasen bestehen in diesem Temperaturgebiet  $\text{NaHCO}_3$  und  $\text{KHCO}_3$ , Hydrate, feste Lösungen und Doppelsalze konnten nicht festgestellt werden. Die für die Löslichkeit des Natriumbicarbonats gefundenen Werte deckten sich vollkommen mit den in der Literatur angegebenen, die für die Löslichkeit des Kaliumbicarbonats wurden als höher festgestellt. Das Fehlen von Doppelsalzen ergibt die Möglichkeit, entsprechende Salzgemische durch fraktionierte Kristallisation zur Trennung zu bringen.

Löslichkeit in g/100 g $\text{H}_2\text{O}$ . . . . .	20°	25°	30°
Natriumbicarbonat . . . . .	9,55	10,31	11,05
Kaliumbicarbonat . . . . .	33,3	36,57	39,92

Neheims

**Arthur E. Hill und Samuel Moskowitz.** Ternary systems. VIII. Potassium carbonate, potassium sulfate and water at 25°. Journ. Amer. Chem. Soc. 51, 2396–2398, 1929, Nr. 8. Untersuchungen über das ternäre System Kaliumcarbonat–Kaliumsulfat bei 25° ergaben, daß Doppelsalzbildung und feste Lösungen nicht auftraten und die Ergebnisse der früheren Arbeiten bestätigt werden konnten.

Neheims

**J. V. Grebensčikov und K. A. Krakau.** Das Gleichgewichtsdiagramm des Systems Natriummetasilikat–Siliciumdioxid und die optischen Eigenschaften der entstehenden Kristalle. Verh. Opt. Inst. Leningrad 5, Nr. 45, S. 7–23, 1929. (Russisch mit deutscher Zusammenfassung.) Zweck der Untersuchung des Systems Natriummetasilikat–Siliciumdioxid wurden Abkühlungs- und Erwärmungskurven aufgestellt und laufend die optischen Eigenschaften der kristallisierten Schmelzen bestimmt. Bei dem untersuchten Konzentrationsbereich bis zu 90 Mol-% Siliciumdioxid entstehen die beiden Verbindungen: Natriummetasilikat  $\text{Na}_2\text{O} \cdot \text{SiO}_2$  und Natriumtetrasilikat  $\text{Na}_2\text{O} \cdot 2 \text{SiO}_2$ . Ersteres kristallisiert bei der Temperatur  $1085^\circ \text{C}$  aus, die erhaltenen Kristalle sind länglich, mit direkter Erlöschung zweiachsig und optisch positiv, Winkel zwischen den optischen Achsen  $2v = +76^\circ$ , Doppelbrechung  $N_g - N_p = 0,012$ . Natriumtetrasilikat kristallisiert bei  $868^\circ$  aus, die Kristalle sind plattenförmig zweiachsig, optisch negativ ( $2v = -76^\circ$ ), die Doppelbrechung beträgt  $N_g - N_p = 0,014$ . Bei Konzentrationen bis zu 60 %  $\text{SiO}_2$  (berechnet auf Gesamt-oxyde) erhält man Mischkristalle aus Meta- und Tetrasilikat, die im allgemeinen den Charakter von Metasilikatkristallen aufweisen, wobei der Achsenwinkel jedoch von der Konzentration abhängig ist und bis zur Größe  $2v = +88^\circ$  ansteigen kann. Im Bereich von 60 bis 66,6 Mol-%  $\text{SiO}_2$  kristallisiert bei  $850^\circ$  ein Eutektikum, das 62,5 Mol-%  $\text{SiO}_2$  enthält, aus. Silikate, die 66,6 bis 76 %  $\text{SiO}_2$  enthalten, ergeben eutektische Schmelzen, die aus Natriumtetrasilikat und

Quarz bestehen. Das Eutektikum liegt bei 73 Mol-%  $\text{SiO}_2$  und kristallisiert bei  $790^\circ$  aus. Aus Schmelzen mit 80 bis 90%  $\text{SiO}_2$  erhält man kristallisierten Spherymit.  
*Neheim.*

**S. Bhatnagar, R. S. Gupta, K. G. Mathur und K. N. Mathur.** Die Wirkung von Röntgenstrahlen auf kolloidale Lösungen. ZS. f. Phys. **56**, 684–693, 1929, Nr. 9/10. In verschiedenen stabilen Solen (Silber, Gold, Kupferhydroxyd usw.) konnte kein Einfluß der Röntgenbestrahlung auf das elektrophoretische Potential gefunden werden. Ein solcher trat nur bei der Dialyse unvollständigen Solen auf. Je weiter die Dialyse fortschritt, um so mehr verschwand der Einfluß der Röntgenstrahlen. Eine Wirkung ist daher eher auf Elektrolyte, als auf Kolloidteilchen festzustellen. Und zwar wird die Hydrolyse der gelösten Kupfersalze durch die Röntgenstrahlen erhöht, wodurch auch die positive Ladung des Kupfersols zunimmt.  
*Gemant.*

**Jaques Errera.** The colloidal state and cohesion at the time of solidification. Trans. Faraday Soc. **24**, 162–164, 1928, Nr. 2. Die Dielektrizitätskonstante nimmt bei dipolartigen Stoffen beim Schmelzen plötzlich zu, um im flüssigen Zustand wieder auf einen niedrigen Wert zu fallen. Die Erscheinung hängt vielleicht mit der Bildung eines kolloiden Systems zusammen, wobei durch Assoziation am Schmelzpunkt besonders hohe Dipolmomente gebildet werden.  
*Gemant.*

**Slawinski.** Méthode électrique pour mesurer la concentration des suspensions. Journ. chim. phys. **22**, 368–373, 1929, Nr. 7. Eine Suspension wird in zwei Röhren gebracht, welche an den Enden durch je eine Elektrode geschlossen werden. Die eine Röhre wird lotrecht, die andere wagerecht gehalten. Nach erfolgtem Absetzen der Suspension werden die elektrischen Leitfähigkeiten gemessen. Ist das Verhältnis derselben in den beiden Röhren  $k$ , das Verhältnis der Höhe des Koagulats in der lotrechten Röhre zur Röhrenlänge  $h$ , dann gilt

$$k = \frac{(1-P)(h-PQ)}{(1-PQ)(h-P)},$$

$$P = h^{1/3} w^{2/3} \quad \text{und} \quad Q = \frac{1 - 0,1036 w}{1 + 1,6438 w}$$

wo  $w$  die Konzentration der Suspension bedeutet. Aus  $h$  und  $k$  läßt sich  $w$  berechnen. Die Methode hat zur Voraussetzung, daß die suspendierten Teilchen kugelförmig sind.  
*Gemant.*

**Lottermoser und W. Petersen.** Die Adsorption von überschüssigen Ionen an positiven und negativen Halogen- und Rhodansilberberyllen. ZS. f. phys. Chem. **133**, 69–121, 1928, Nr. 1/2. [S. 2146.] *Gemant.*

**Osô Kobayashi.** On the Adsorption of a Gas. Bull. Inst. Phys. and Chem. Tokyo, **8**, 562–572, 1929, Nr. 7 (japanisch); Abstracts **2**, 71–72, 1929, Nr. 7 (englisch). Unter Zugrundelegung der Gasgleichung für die adsorbierte Schicht wird für die Isotherme die von Langmuir gefundene abgeleitet:

$$\eta = \frac{\frac{\Theta}{w} c}{1 + \Theta c},$$

wo  $\theta$  eine Funktion der mittleren Weglänge in der Adsorptionsschicht und  $\omega$  molekulare Fläche ist. Homfrays Ergebnisse bezüglich der Adsorption von Argon an Kokosnußkohle sind mit der Gleichung in Übereinstimmung. Die Fläche des Adsorbens pro Gramm ist danach  $3,9 \cdot 10^6 \text{ cm}^2$ . *Gemach*

**B. W. Currie and T. Alty.** Adsorption at a Water Surface. Part I. Proc. Roy. Soc. London (A) **122**, 622–633, 1929, Nr. 790. Die Untersuchung der elektrischen Ladung von Gasbläschen ergab folgendes. Über einem bestimmten Grenzzadius ist die Ladung unabhängig von der Größe. Je größer die Absorption, desto größer die Ladung. Bei verdünnter Natriumchloridlösung sind etwa 2000 Sekunden zum Erreichen des Gleichgewichts nötig, in reinem Wasser 200 Sekunden. Die Ladung in reinem Wasser ist  $5,4 \cdot 10^{-4} \text{ ab}$  der Grenzzadius ist 0,033 cm. *Gemach*

**J. H. Frazer.** Adsorption of air water vapor on rock-salt surface. Phys. Rev. (2) **34**, 644–648, 1929, Nr. 4. Die Adsorption von Wasserdampf an Steinsalzkrystallen wurde bei mehreren Temperaturen bestimmt. Die Dicke der Schicht und ihre Bildungsgeschwindigkeit werden geschätzt. Ein Einfluß des Dampfes auf die Kristalle ist nur oberhalb des Dampfdruckes der gesättigten Kochsalzlösung vorhanden; polierte Flächen sind empfindlicher gegen den Wasserdampf. *Gemach*

**E. Rupp.** Elektronenwellen und ihre Anwendung zur Analyse von Kristallstrukturen. AEG-Mitt. 1929, S. 535–540, Nr. 8. [S. 2068.] *Rupp*

**Gilbert D. West.** An interferometer for sound waves. Journ. scient. instr. **6**, 254–256, 1929, Nr. 8. Ein einfaches Schallinterferometer erhielt die Verf., indem er eine kleine gedackte Pfeife, die mit konstantem Luftstrom angeblasen wird, als Tonquelle in ein einseitig geschlossenes Rohr setzt. Die direkt und die erst nach der Reflexion aus dem offenen Ende austretenden Schallwellen verstärken sich je nach der Lage der kleinen Pfeife im Rohre; Wellenlängenmessungen lassen sich so bequem vorführen. *Gemach*

**R. W. Boyle, J. F. Lehmann and S. C. Morgan.** Some Measurements of Ultrasonic Velocities in Liquids. Trans. Roy. Soc. Canada, Sect. III, (2) **22**, 371–378, 1928, Nr. 2. Die Verf. haben die Geschwindigkeit der Ultraschallwellen bei Frequenzen von 80000 bis 113000/sec bestimmt in Wasser, Äthyl- und Methylalkohol, Transformatorenöl und Kochsalzlösungen verschiedenen Prozentgehalts. Sie finden die Geschwindigkeiten unabhängig von der Frequenz im untersuchten Bereich. Die Temperaturabhängigkeit der Geschwindigkeit wurde zwischen 0 und 25° C bei Wasser und Kochsalzlösung geprüft. Von verschiedenen Beobachtungsmethoden, die die Verf. erprobt haben, hat sich trotz aller Schwierigkeiten die der Staubfiguren als die sicherste erwiesen. *Gemach*

**Eric J. Irons.** On the Effect of Constrictions in Kundt's Tube and Allied Problems. II. Some Theoretical Considerations. Phil. Mag. (7) **7**, 873–886, 1929, Nr. 45. Die experimentellen Untersuchungen des Verfassers über die Beeinflussung der Kundtschen Staubfiguren durch ein einengendes Diaphragma (vgl. diese Ber. **9**, 1158, 1928) werden hier theoretisch behandelt. Man kann das Teilstück der Röhre zwischen den dem Diaphragma zunächst gelegenen beiden Knotenebenen betrachten als zwei durch die Öffnung des Diaphragmas verbundene gedackte Pfeifen. Die akustische Impedanz dieser

umgebildetes liefert dem Verf. eine einfache Beziehung zwischen der Frequenz der erregenden Tonquelle, den Maßgrößen der Röhre und der Konduktanz der Diaphragmenöffnung. Die Konduktanz wächst nach den experimentellen Ergebnissen mit zunehmender Diaphragmenöffnung. Setzt das Diaphragma am Ende der Kundtschen Röhre (als Loch in einer abschließenden Kappe), so bildet das Röhrenstück bis zur nächsten Knotenebene einen Helmholtzschen Zylinderresonator, dessen Frequenz proportional der Wurzel aus der Konduktanz des Diaphragmas und umgekehrt proportional der Wurzel aus Querschnitt und Abstand  $L$  der Knotenebene vom Röhrenende sein soll. Setzt man mit Rayleigh die Konduktanz gleich dem Durchmesser des Enddiaphragmas, so müßte  $2r:L)^{1/2}$  eine Konstante sein. Nur für kleine Öffnungen ist das erfüllt. Nach dem Verf. Ergebnissen ist die Konduktanz größer als  $2r$ , etwa gleich  $2r \times \text{Endkorrektur}$ . *Cermak.*

**I. J. O. Strutt.** The Effect of a Finite Baffle on the Emission of Sound by a Double Source. Phil. Mag. (7) 7, 537–548, 1929, Nr. 43.

**I. J. O. Strutt.** Die Wirkung einer endlichen Schirmplatte auf die Schallstrahlung eines Dipols. ZS. f. techn. Phys. 10, 124–129, 1929, Nr. 4. Lautsprecher geben die niedrigen Frequenzen schlecht wieder, wenn nicht eine Schirmplatte den Ausgleich der Druckschwankungen um die Membran herum verhindert. Die praktisch ausreichende Größe solch einer Schirmplatte ermittelt der Verf., indem er die Energiestrahlung zweier mit gleicher, aber entgegengesetzter Amplitude schwingender Punktstrahler, die am Ende des Durchmessers einer starren Kugel sitzen, berechnet. — Die Gesamtstrahlung als Funktion des Verhältnisses der Schirmgröße zur Viertelwellenlänge, die Schallagramme der abgeschirmten Punktstrahler und damit auch deren Richtwirkung für die Entfernungen  $\lambda/8$ ,  $\lambda/4$ ,  $\lambda/2$  sind berechnet und graphisch dargestellt worden. Es wird damit bestätigt, daß der Schutzschirm einer Membran mindestens die Größe der Viertelwellenlänge der niedersten Frequenz haben soll. *Cermak.*

**V. Burstyn.** Die Wirkung einer endlichen Schirmplatte auf die Schallstrahlung eines Dipols. ZS. f. techn. Phys. 10, 299, 1929, Nr. 7. Der Verf. berichtigt ein Zitat in der obigen Arbeit Strutts durch die Angabe, daß er schon 1922 über Versuche zur Erklärung der Wirkungsweise von Schirmplatten bei Lautsprechern berichtet habe. *Cermak.*

**E. Cornish and E. D. Eastman.** The tube-correction in measurements of the velocity of sound in gases. Phys. Rev. (2) 33, 90–96, 1929, Nr. 1.

**E. Cornish and E. D. Eastman.** Note on the tube-correction in measurements of the velocity of sound in gases. Phys. Rev. (2) 33, 258–259, 1929, Nr. 2. Die Erfahrungen über die Gültigkeit der Helmholtz-Helmholtzschen Formel für die Änderung der Schallgeschwindigkeit in Röhren in Abhängigkeit von Reibung, Wärmeleitung, Frequenz und Röhrendurchmesser werden von den Verff. zusammengefaßt und diskutiert. Bei nicht zu engen Röhren und mäßig hohen Frequenzen erweisen die besten Messungen die volle Brauchbarkeit der Formel. Aber auch da, wo bei sehr engen Röhren und geringen Frequenzen Abweichungen gefunden wurden, schließen die Verff. mehr auf Fehlerquellen der Versuchsanordnung als auf ein Versagen der Formel. — In dem zweiten Artikel kritisieren die Verff. im speziellen die von Shilling und Hartington angewandte Röhrenkorrektur und deren daraus abgeleitete Werte der spezifischen Wärmen bei hohen Temperaturen. *Cermak.*

**Hellmut Graf.** Über die experimentelle Bestimmung des Wirkungsgrades eines Bandlautsprechers. ZS. f. techn. Phys. 10, 334–339, 1929, Nr. 8. Mittels der aus der Unterwasserschalltechnik bekannten Methode, Wirkungsgradmessungen an elektrischen Schallsendern durch Aufnahme von Resonanzkurven in Luft bzw. im Vakuum sowie mit und ohne Felderregung durchzuführen, wird der Wirkungsgrad des Bandlautsprechers untersucht. Die Versuche werden bei einer mittleren Frequenz (800 Hertz) durchgeführt. Es werden besonders Bändchen verwandt, die durch mechanische Vorspannung auf diese Frequenz abgestimmt werden. Unter anderem wird auch der Einfluß der Schwingungsamplitude und der Einfluß der Größe des Luftspaltes zwischen Bändchen und Magnetspol auf den Wirkungsgrad geprüft. *F. Trendelenburg*

**N. W. McLachlan.** The Acoustic Performance of a Vibrating Rigid Disk driven by a Coil situated in a Radial Magnetic Field. Phil. Mag. (7) 7, 1011–1038, 1929, Nr. 46. Die Schallerzeugung durch die elektrodynamisch angeregte Kolbenmembran wird besprochen. Neben den rein akustischen Fragen (mitschwingende Masse, Strahlungswiderstand, Richtwirkung usw.) wird vor allen Dingen die Rückwirkung der mechanisch-akustischen Vorgänge auf das elektrische System behandelt. Ein elektrisches Ersatzschema wird aufgestellt. Besondere Aufmerksamkeit wird den Ausgleichsvorgängen gewidmet. Die umfassende Arbeit von H. Riegger, „Zur Theorie des Lautsprechers“ (diese Ber. 5, 1262, 1924), bleibt unberücksichtigt. *F. Trendelenburg*

**W. Schindelin.** Beiträge zur Raumakustik. Ann. d. Phys. (5) 2, 129–160, 1929, Nr. 2. Zur Untersuchung der akustischen Eigenschaften von Innenräumen wird der zeitliche Verlauf von Pistolknallen (Stoßprüfung) bzw. von Schallwellenzügen, welche ein Lautsprecher erzeugt (Tonprüfung), an verschiedenen Stellen der in Frage stehenden Räume oszillographisch aufgenommen. In einer Voruntersuchung werden zunächst die Richtwerkeigenschaften von Schallsendern und Schallempfängern und die sonstigen Eigenschaften der Empfangsapparatur geprüft. Die raumakustischen Eigenschaften des kleinen und des großen Münchener Senderraumes und des kleinen Physikhörsaales wurden untersucht. Die Oszillogramme lassen die Rückwürfe an den Begrenzungsflächen den Einfluß dämpfender Stoffe und anderes mehr erkennen. *F. Trendelenburg*

**Ernst Scharstein.** Beiträge zur Raumakustik. Ann. d. Phys. (5) 2, 161–193, 1929, Nr. 2. In engem Anschluß an die obenerwähnte Arbeit von W. Schindelin und mit der gleichen Methode wurden Untersuchungen an akustisch normalen und in besonders schwach gedämpften Räumen der Technischen Hochschule München durchgeführt. Es gelang, den Eigentönen einer Halle durch einen Knall anzustoßen und oszillographisch festzuhalten. Im großen Physikhörsaal konnten Reflexionstöne aufgezeichnet werden, die durch die regelmäßige Reflexion eines Pistolknalles an den einzelnen Bankreihen erzeugt wurden. Gesichtspunkte zur Verbesserung akustisch schlechter Räume durch Anbringung schallabsorbierender Stoffe werden gegeben. *F. Trendelenburg*

**E. Scharstein und W. Schindelin.** Beiträge zur Raumakustik. (Die Akustik der Aula in der Albert-Ludwigs-Universität in Freiburg i. Br.) Ann. d. Phys. (5) 2, 194–200, 1929, Nr. 2. Mit der oben besprochenen Methode wurden Versuche in der akustisch besonders schlechten Universitätsaula Freiburg i. Br. durchgeführt. Der Verlauf der von einer am Rednerpult angebrachten künstlichen Schallquelle ausgehenden Schallwellen wird untersucht. *F. Trendelenburg*

**Emile Berliner.** Vocal physics. Historic notes. Journ. Frankl. Inst. **208**, 3–16, 1929, Nr. 1. Kurze, im wesentlichen historische Bemerkungen über die Entwicklungsarbeiten des Verf. an Mikrophonen, über die „Berliner“-Schrift des Grammophons und über raumakustische Versuche. *F. Trendelenburg.*

**Maurice Roy.** Sur les propulseurs à veine limitée et le propulseur, dit parfait, de Froude. C. R. **189**, 357–359, 1929, Nr. 9. *Scheel.*

**Herbert P. Lechla.** Muttergewinde und Gewindebohrer, ein Beitrag zur Frage der Stehbolzen. Dissertation Technische Hochschule Dresden 1927, 75 Seiten, 28 Tabellen, 11 Diagramme, 7 Bildtafeln. Neuß, Verlag Bauer & Schaurte. Die Versuche wurden an flußeisernen Doppelplatten von etwa  $40 \text{ kg/mm}^2$  Festigkeit ausgeführt, die in 150 mm Abstand lagen. Die in diesen vorgebohrten Löcher wurden auf sieben verschiedene Durchmesser aufgearbeitet, wobei der kleinste gleich dem theoretischen Kerndurchmesser, der größte um  $0,25 \text{ mm}$  größer war. Die Löcher waren bis zu  $9 \mu$  elliptisch mit ganz bestimmter Lage der Achsen (was sich aus dem Herstellungsverfahren erklärt) und bis zu  $19 \mu$  unzyklindrisch (Doppelglocken- und Tonnenform). Sie lagen im wesentlichen innerhalb der Schlichtpassung. In diese Löcher wurden mit sieben genau gemessenen Stehbolzengewindebohrern verschiedener Ausführungen Gewinde geschnitten und dabei auch die Arbeitsdiagramme aufgenommen. Diese zeigten große Unterschiede, je nach der Konstruktion des Gewindebohrers. Der Kerndurchmesser hing vom Lochdurchmesser  $L$  und dem Gewindebohrer ab; bei kleinem  $L$  wurde frei geschnitten, bei großem  $L$  wurde zum Teil das Material vorgequetscht, was sich auch metallographisch zu erkennen gab. Außen- und Flankendurchmesser, Steigung und halber Flankenwinkel erwiesen sich als unabhängig von  $L$ . Die beiden Durchmesser wurden frei geschnitten, je nach dem Gewindebohrer aber in verschiedenem Maße. Die Steigung der Gewindebohrer wurde relativ gut kopiert, der Flankenwinkel in etwas geringerem Maße. Es wird untersucht, von welchen besonderen konstruktiven Einzelheiten der Gewindebohrer die Abmessungen der Gewindelöcher abhängen. Die Spitzen der Gewinde fielen, namentlich bei großem  $L$ , sehr schlecht aus, auch die Güte der Flanken war durchaus nicht immer ausreichend, wie an Hand entsprechender photographischer Aufnahmen nachgewiesen wird.

*Berndt.*

**Karl Friedrich Schildt.** Die Bewegung der Kugeln in Kugellagern mit besonderer Berücksichtigung der Verhältnisse bei hohen Drehzahlen. Dissertation Darmstadt 1928, 46 S. Es wird die Bewegung der Kugeln in Wälzlager unter einer Reihe vereinfachender Voraussetzungen theoretisch untersucht, und zwar zunächst im „allgemeinsten Vierpunktlager“ für masseelastische Kugeln, dann unter Berücksichtigung ihrer Masse. Darauf wird die Kugelmovement in Drei- und Zweipunktkugellagern erforscht und die Kugellager mit konischen bzw. zylindrischen Laufbahnen untereinander bzw. mit den gebräuchlichen Quer- und Längslagern für verschiedene Betriebsverhältnisse verglichen. Am Schluß ist eine Betrachtung über Fliehkraftwirkung und Lagertoleranz. Die zahlreichen Ergebnisse der Arbeit entziehen sich einer Wiedergabe im Auszug und muß dieserhalb auf das Original verwiesen werden.

*Berndt.*

**S. Da Rios.** Ali ed eliche. Lincei Rend. (6) **9**, 978–984, 1929, Nr. 11. Der Verf. hat in einer früheren Mitteilung gezeigt, wie die Wirksamkeit der Zellenrachen und einfacher Tragflügel zurückgeführt werden kann auf die dynamische

Wirkung einer Flüssigkeitsströmung gegen eine entsprechende Kanalwandung. Nun werden dieselben Überlegungen auf die Schrauben angewandt, indem eine feststehende Schraube in einer Strömung mit schraubenförmigen Stromlinien betrachtet wird. Es werden die üblichen Formeln, aber auch Ausblicke möglicher Neuerungen erhalten.

*K. Przibram*

#### 4. Aufbau der Materie.

**Alex. Véronnet.** La théorie électronique de l'éther et de l'électromagnétisme. C. R. 188, 1488—1490, 1929, Nr. 23. Mit Hilfe einer Subelektronentheorie des Äthers (vgl. hierzu Véronnet, Théorie électronique de l'éther de la lumière, C. R. 188, 1380—1381, 1929, Nr. 22) leitet der Verf. zunächst den axialen Charakter der magnetischen Feldstärke und den polaren Charakter der elektrischen Feldstärke ab. In teilweise mathematischer, aber in den Voraussetzungen etwas undurchsichtiger und problematischer Fassung werden am Grund derselben Theorie die beiden Maxwellschen Gleichungen aufgestellt.

*Kurz-Stuttgart*

**E. Rupp.** Das Wesen des Elektrons. Neue Forschungsergebnisse. ZS. f. Phys. 73, 1109—1114, 1929, Nr. 32. Allgemein verständlicher Überblick über die Versuche, die die Annahme einer Wellennatur des Elektrons bestätigt und erweitert haben.

*Rupp*

**E. Rupp.** Elektronenwellen und ihre Anwendung zur Analyse von Kristallstrukturen. AEG-Mitt. 1929, S. 535—540, Nr. 8. Übersicht über den Parallelismus der Korpuskel- und Wellennatur von Lichtquanten und Elektronen. Anwendungen der Elektronenbeugung zur Strukturanalyse von Oberflächen, insbesondere über den Einbau von Wasserstoff in Nickel und Ammoniakbildung mit Nickel als Katalysator.

*Rupp*

**Wilhelm Anderson.** Über die Grenzdichte der Materie und Energie. ZS. f. Phys. 56, 851—856, 1929, Nr. 11/12. Die Theorie von E. C. Stoner über die Grenzdichte der Sterne wird einer Kritik unterworfen und dabei die Frage nach der Kompressibilität der Elektronen und Protonen erörtert. Bei sehr hohen Drucken verschwindet jeder Volumen- und Massenunterschied zwischen Elektronen und Protonen.

*Rupp*

**A. E. Caswell.** A new graphical arrangement of the periodic table. Phys. Rev. (2) 34, 543, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die chemischen Elemente werden dargestellt als Punkte auf einer in Polarkoordinatenpapier gezeichneten Spirale. Die Ordnungszahlen werden als radiale Koordinate benutzt. Aufeinanderfolgende Elemente werden im allgemeinen in 20° Abstand gezeichnet. Die bekannten Gesetzmäßigkeiten lassen sich, wie ausführlich gezeigt wird, auch auf diese Weise veranschaulichen.

*G. Herzberg*

**Lowell M. Alexander.** The Distribution of Electrons in Atoms. Phil. Mag. (7) 7, 517—522, 1929, Nr. 43. In den *M*-Röntgenspektren treten fünf Absorptionsgrenzen auf, in den *N*-Gruppen sieben Absorptionsgrenzen. Verf. nimmt daher für die Elektronen der *M*-Schale fünf Untergruppen, für die der *N*-Schale sieben Untergruppen an und verteilt die Elektronen der Atome auf diese Untergruppen nach einem von Bohr-Stoner abweichenden Schema.

*Esterman*

**Egil A. Hylleraas.** Die Energie des Heliumatoms im Grundzustande. Phys. ZS. **30**, 249–250, 1929, Nr. 9. Die gemessene Ionisierungsspannung des normalen Heliumatoms beträgt 24,46 Volt. Eine einfache Störungsrechnung von Unsöld auf Grund der Wellenmechanik lieferte den Wert 20,3 Volt. Die Abweichung ist noch ziemlich groß, weil die gegenseitige Störung der beiden Elektronen nicht klein ist gegen die zwischen Kern und Elektronen wirkenden Kräfte. Genauere Rechnungen von Kellner, Slater und dem Verf. lieferten den erheblich besser stimmenden Wert 24,35 Volt. Der Verf. hat die Rechenmethode noch wesentlich verschärft und erhält nunmehr in sechster Näherung für den Grundterm des He-Atoms den Wert  $\lambda = -1,45162$ , während der von Lyman spektroskopisch gemessene Wert des Grundterms  $\lambda = -1,45175$ , in 4 Rh gemessen, beträgt. Die früheren Rechnungen ergaben nur den Wert  $\lambda = -1,4496$ , die jetzige Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment liegt schon innerhalb des Bereichs der Feinstruktur. *Estermann.*

**Umberto Crudeli.** I sistemi di Rutherford-Bohr. Cim. (N. S.) **6**, 243–248, 1929, Nr. 5. [S. 2054.] *K. Przibram.*

**Oscar Knefler Rice.** The temperature coefficient of radioactive disintegration. Phys. Rev. (2) **34**, 550, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird gezeigt, daß der verschwindend kleine Temperaturkoeffizient radioaktiver Zerfallsprozesse auf Grund der neuen quantenmechanischen Erklärung der Radioaktivität zu erwarten ist. Nach dieser Erklärung befindet sich das  $\alpha$ -Teilchen im Kerne vor dem Zerfall in einem „diskreten“ Zustand, kann aber über einen Potentialhügel entweichen und in einem kontinuierlichen Zustand außerhalb des Kernes erscheinen. Wenn bei diesem Prozeß kein Temperaturkoeffizient vorhanden sein soll, muß sich das  $\alpha$  Teilchen immer im niedrigsten Zustand im Kerne befinden. Die Anregungsenergie zum nächsten Zustand kann ungefähr aus der Größe des Kernes berechnet werden und ist, wie gezeigt wird, so groß, daß die Wahrscheinlichkeit, daß das  $\alpha$  Teilchen sich in einem angeregten Zustand befindet, vernachlässigt werden kann. Daraus folgt die Behauptung.

*G. Herzberg.*

**H. Herszfeld.** Über eine abnorm hohe Wärmeproduktion bei dem Thormineral Orangit. Naturwissensch. **17**, 673, 1929, Nr. 34. Die bekannte Erscheinung, daß Orangit aus Arendal (Norwegen) eine wesentlich größere Wärmeproduktion aufweist, als seinem Thorgehalt entspricht, wurde mit modernen Apparaturen und an Orangit aus Arendal und aus Langesund nachgeprüft. Wieder ergab sich an beiden Mineralproben, daß die Wärmeentwicklung rund 32mal stärker ist, als nach dem Thorgehalt zu erwarten wäre. Bestimmte schwarzgläserige Bestandteile des Orangits aus Langesund gaben sogar bis 150mal mehr Wärme. Ob etwa der Thorgehalt irgendeine andere Wärmequelle anregt bzw. auslöst, wurde durch Zumischen von Ra-Element geprüft; das Ergebnis war negativ.

*K. W. F. Kohlrausch.*

**A. Smits et Mlle C. H. Mac Gillavry.** Expériences sur l'activité du plomb provenant du toit de l'Observatoire à Paris. Proc. Amsterdam **32**, 610–613, 1929, Nr. 5. Die Versuche von Fr. S. Maracineanu über die Aktivität von Bleiplatten, die lange Zeit der Sonnenstrahlung ausgesetzt waren, werden wiederholt; die Bleiplatten werden einerseits mit einem hochempfindlichen Szilardschen Elektrometer auf Aktivität untersucht, wobei sich ergibt, daß die der Sonnenbestrahlung zugewandte Seite immer merklich aktiver ist als die entgegengesetzte; sie werden andererseits mit einer Szintillationsmethode

auf  $\alpha$ -Strahlung geprüft, wobei wieder die exponierte Seite mehr  $\alpha$ -Teilchen aufweist als die nicht exponierte. Der Vergleich beider Messungen gibt als ungefähres Resultat, daß die  $\alpha$ -Teilchen  $10^6$  Ionen zu erzeugen imstande sein sollten. Die Versuche werden fortgesetzt, um eindeutig feststellen zu können, ob es sich um eine Wirkung der Sonnenstrahlung oder um eine Ablagerung radioaktiver Substanzen handelt.

K. W. F. Kohlrausch.

**J. N. Brönsted and G. Hevesy.** On the Separation of Isotopes. Phil. Mag. (7) 7, 631—632, 1929, Nr. 43. Bemerkungen zu einer Veröffentlichung von Harkins und Mortimer über Isotopentrennung.

Estermann

**Arthur S. King and Raymond T. Birge.** An Isotope of Carbon, Mass 13. Nature 124, 127, 1929, Nr. 3117. Die Swanbanden des Kohlenstoffspektrums erscheinen im elektrischen Vakuumofen bei  $2400^\circ$  und sind oberhalb  $2600^\circ$  sehr klar und gut definiert. Diejenigen Platten, auf denen die Bande  $\lambda = 4737$  sehr stark ist, zeigen auf der roten Seite im Abstand von etwa  $7,5 \text{ \AA}$  eine schwache Bande. Die kürzlich auf spektroskopischem Wege erfolgte Entdeckung des Sauerstoffisotops macht es wahrscheinlich, daß auch diese schwache Bande von Isotopen Kohlenstoffmolekülen herrührt. Schreibt man die Hauptbande dem Molekül  $C_{12} - C_{12}$  zu, so läßt sich die schwache Bande auf ein Molekül  $C_{12} - C_{13}$  zurückführen. Damit ist die Existenz eines Isotops des Kohlenstoffs vom Atomgewicht 13 sehr wahrscheinlich gemacht. Über das Häufigkeitsverhältnis der beiden Atomarten können noch keine Angaben gemacht werden.

Estermann

**Arthur S. King and Raymond T. Birge.** An Isotope of Carbon, Mass 13. Phys. Rev. (2) 34, 376, 1929, Nr. 2. Inhaltlich übereinstimmend mit der voranstehend referierten Notiz.

Estermann

**Raymond T. Birge.** Further Evidence of the Carbon Isotope, Mass 13. Nature 124, 182—183, 1929, Nr. 3118. Im Anschluß an die vorstehend referierte Veröffentlichung von King und Birge teilt der Verf. mit, daß sich Beweis für die Existenz des Isotops Kohlenstoffs  $C_{13}$  auch in anderen Spektren finden. Es handelt sich um die Hopfield'schen Absorptionsbanden des Kohlenoxyd und um die Kingschen Emissionsspektren der Cyanbande  $\lambda = 3883$ . Bei den CO-Banden zeigt sich auf der roten Seite ein schwacher Bandenkopf, der sich nur durch Annahme eines Moleküls  $C_{13} - O_{16}$  deuten läßt. Ob auch Moleküle  $C_{12} - O_{16}$  vorhanden sind, kann aus den jetzt zur Verfügung stehenden Spektrogrammen noch nicht gesagt werden. Bei den Cyanbanden tritt eine sehr schwache Serie von Dubletts zwischen  $3872$  und  $3876 \text{ \AA}$  auf, die dem Molekül  $C_{13} - N_{14}$  zugeordnet werden können. Durch Isotopen Stickstoff, etwa durch Moleküle  $C_{12} - N_{15}$  oder  $C_{12} - N_{16}$  können diese Dubletts nicht erzeugt werden.

Estermann

**Raymond T. Birge.** Further Evidence of the Carbon Isotope, Mass 13. Phys. Rev. (2) 34, 379, 1929, Nr. 2. Inhaltlich übereinstimmend mit der vorstehend referierten Notiz.

Estermann

**H. G. Grimm.** Versuche zur Ermittlung von Dampfdruckunterschieden von Isotopen durch fraktionierte Destillation. I. Destillationsversuche von  $CCl_4$ . ZS. f. phys. Chem. (B) 2, 181—199, 1929, Nr. 3. Zur Feststellung etwaiger Dampfdruckunterschiede von Isotopen wurden fraktionierte Destillationen von Tetrachlorkohlenstoff ausgeführt. Die erhaltenen Fraktionen zeigten keine über die Meßfehler von etwa  $2 \cdot 10^{-5}$  hinausgehenden

Dichteunterschiede. Unter Benutzung einer empirischen Formel über die Wirklichkeit des Destillationsapparats ergibt sich, daß die Unterschiede im Siedepunkt der Isotopen nicht größer als  $10^{-3}^{\circ}\text{C}$  sein können. Der Grenzwert des Dampfdruckunterschiedes zweier benachbarter Isotopen ergibt sich zu  $P_1 - P_2 = 0,03\text{ mm}$ , und aus ihm läßt sich ohne Nullpunktsenergie ein Wert  $\beta\nu < 1,4$  ableiten, während mit Nullpunktsenergie  $\beta\nu < 55$  herauskommt. Da der thermodynamisch berechnete Wert  $\beta\nu = 35$  ist, spricht das Ergebnis für das Vorhandensein der Nullpunktsenergie. *Estermann.*

**L. G. Grimm und L. Braun.** Versuche zur Ermittlung von Dampfdruckunterschieden von Isotopen durch fraktionierte Destillation. II. Untersuchung von Fraktionen von in technischem Maßstab durch die Badische Anilin- und Sodafabrik, Ludwigshafen, destilliertem Chlor. ZS. f. phys. Chem. (B) 2, 200—206, 1929, Nr. 3. Die Anfangs- und Endfraktionen von 60 Tonnen flüssigem Chlor, das von der Badischen Anilin- und Sodafabrik in Ludwigshafen fraktioniert destilliert wurde, wurden von den Verff. auf eine Verschiebung des Isotopenverhältnisses untersucht. Anstelle einer Atomgewichtsbestimmung wurde das Chlor in Ammoniumchlorid übergeführt, dann wurden die Dichten gesättigter Lösungen dieses Salzes mit einer Torsionswaage bestimmt. Ein Dichteunterschied wurde nicht gefunden. Aus der Fehlergrenze ergibt sich, daß etwaige Atomgewichtsunterschiede kleiner sind als 0,002% oder 0,0008 Atomgewichtseinheiten. Eine nachweisbare Verschiebung des Isotopengleichgewichts durch die fraktionierte Destillation fand also nicht statt. *Estermann.*

**Gregory Paul Baxter and Saburo Ishimaru.** A comparison of the atomic weights of terrestrial and meteoric nickel. III. The analysis of nickelous bromide. Journ. Amer. Chem. Soc. 51, 1729—1735, 1929, Nr. 6. Die Verff. bestimmten das Atomgewicht von Nickel aus einem neuen Meteoriten durch Analyse von Nickelbromid und fanden, daß es mit dem des terrestrischen Nickels vollständig übereinstimmt ( $\text{Ni} = 58,694$ ). Der Mittelwert der letzten Atomgewichtsbestimmungen des Nickels ist  $\text{Ni} = 58,697$ . *Estermann.*

**N. Fenner and C. S. Piggot.** The Mass-Spectrum of Lead from Bröggerite. Nature 123, 793—794, 1929, Nr. 3108. Die Analyse eines norwegischen Uranitits (Bröggerits) ergab 61,158% Uran, 4,377% Thorium und 8,018% Blei. Aus diesen Zahlen berechneten die Verff. das Alter des Minerals nach der in den „International Critical Tables“ angegebenen Formel

$$\text{Alter} = \frac{\log(\text{U} + 0,38 \text{ Th} + 1,156 \text{ Pb}) - \log(\text{U} + 0,38 \text{ Th})}{6,5} \cdot 10^{11} \text{ Jahre}$$

zu 919,5 · 10<sup>6</sup> Jahren. Aston hat das aus diesem Bröggerit gewonnene Blei in der Form von Bleitetraäthyl massenspektrographisch untersucht und fand 6,8% Pb<sup>206</sup>, 9,3% Pb<sup>207</sup> und 3,9% Pb<sup>208</sup>. Die beiden ersten Bleiisotopen entstehen durch Zerfall des Urans, berechnet man das Alter des Minerals aus diesen nach der Formel

$$\text{Alter} = \frac{\log(\text{U} + 1,156 \text{ Pb}^{206 + 207}) - \log \text{U}}{6,5} \cdot 10^{11} \text{ Jahre,}$$

so erhält man in guter Übereinstimmung mit dem obigen Wert 908,4 · 10<sup>6</sup> Jahre. dagegen ergibt die Altersberechnung aus dem Gehalt an Thorium und Thoriumblei Pb<sup>207</sup> 1313 · 10<sup>6</sup> Jahre. Diese Abweichung könnte daran liegen, daß der Faktor 0,38, der das Zersetzungsäquivalent des Thoriums in bezug auf das Uran

angibt, nicht richtig ist. Nimmt man ihn mit 0,57 an, so stimmt das aus dem Thorgehalt bestimmte Alter mit dem aus dem Urangehalt berechneten überein. Andererseits kann man die beiden Werte vereinigen, wenn man den Faktor 0,38 festhält, aber den Gehalt an  $\text{Pb}^{208}$  mit 2,64 % annimmt. Da dieser Wert noch innerhalb der Fehlergrenze der Aston'schen Untersuchung liegt und noch andere Gründe für den Faktor 0,38 sprechen, glauben die Verff., daß die letztere Ursache für die Abweichung zwischen den beiden Berechnungsmethoden für das Alter des Minerals in Frage kommt.

*Estermann*

**W. F. Giaque.** Isotope Effect in Spectra and Precise Atomic Weights. *Nature* **124**, 265, 1929, Nr. 3120. Die neueren Untersuchungen haben ergeben, daß es Isotope in so kleinen Mengen gibt, daß ein Nachweis und eine Atomgewichtsbestimmung mit Hilfe des Massenspektrographen nicht mehr möglich erscheint. Um für die Beurteilung des Packungseffektes genügend genaue Atomgewichtsdaten zu erhalten, kann man folgendermaßen vorgehen. Beim Sauerstoffisotop 17 sind die Bildungsenergien bei seiner Entstehung durch Zusammenstoßen von einer  $\alpha$ -Partikel mit einem Stickstoffkern und nachträgliche Ausstoßung eines Wasserstoffkerns durch  $\alpha$ -Strahluntersuchungen bekannt, man erhält auf Grund der verfügbaren Daten für das Atomgewicht den Wert  $\text{O}^{17} = 17,0033 \pm 0,0009$ . In anderen Fällen kann man aus den Bandenspektren genaue Atomgewichtswerte ableiten, da einer Massendifferenz von 0,001 g ein Linienverschiebung von ungefähr  $0,02 \text{ cm}^{-1}$  entspricht.

*Estermann*

**Harold D. Babcock.** Relative abundance of the isotopes of oxygen. *Phys. Rev.* (2) **34**, 540—541, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 213]

*G. Herzberg*

**M. W. Zemansky.** Radii and collision probabilities of metastable neon and mercury atoms. *Phys. Rev.* (2) **34**, 213—226, 1929, Nr. 2. In der vorliegenden Arbeit werden zunächst die Ergebnisse von Meissner und Graffunder über die mittlere Lebensdauer der metastabilen Ne-Atome theoretisch diskutiert unter der Annahme, daß 1. metastabile Atome an die Wand diffundieren und dort ihre Energie abgeben oder 2. durch Zusammenstöße mit anderen Atomen in den Normalzustand zurückgebracht oder in einen Zustand höherer Energie gehoben werden. Das theoretische Ergebnis ist, daß bei genügend großen Zeiten nach der Anregung die Anzahl der metastabilen Atome exponentiell abnimmt. Die Abklingungskonstante ist  $A/p + Bp$ , wo  $p$  der Druck ist und  $A$  und  $B$  Konstanten, die vom Radius des metastabilen Atoms und der Wahrscheinlichkeit  $\gamma$ , daß das metastabile Atom bei einem Zusammenstoß in einen anderen Zustand übergeführt wird, abhängen. Eine genauere Auswertung der Daten von Meissner und Graffunder ergibt gute Übereinstimmung mit der Theorie, insbesondere auch bezüglich der Druckabhängigkeit. Letzteres gilt auch für die Konzentrationsmessungen von Eckstein (*Ann. d. Phys.* **87**, 1003, 1928). Dieselben Rechnungen und Überlegungen werden für den metastabilen  $^3P_0$ -Zustand von Hg angestellt und mit den Versuchsergebnissen vom Verf. und von Pool verglichen. Sehr bemerkenswert ist, daß sich in beiden Fällen aus der Druckabhängigkeit für den Radius des metastabilen Ne- bzw. Hg-Atoms ein Wert ergibt, der wesentlich kleiner ist als der des normalen Atoms. Die Ausbeutefaktoren  $\gamma$  werden ebenfalls ermittelt.

*G. Herzberg*

**Louis A. Turner.** The excited systems formed by the absorption of light. *Journ. phys. chem.* **32**, 507—515, 1928, Nr. 4. Zusammenfassender Bericht über Absorption, angeregte Zustände und Stöße zweiter Art bei Atomen und Molekülen.

*G. Herzberg*

**M. Langer.** Multiple processes in the x-ray region. Phys. Rev. (2) **4**, 544, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 2142.] *G. Herzberg.*

**L. Schüler und H. Brück.** Über Hyperfeinstrukturen in Dublettspektren und ihre Bedeutung für die Bestimmung von Kernmomenten. ZS. f. Phys. **55**, 575–580, 1929, Nr. 9/10. [S. 2053.]

**L. Schüler und H. Brück.** Über Hyperfeinstrukturen in Triplettenspektren und ihre Bedeutung für die Bestimmung von Kernmomenten. (2. Mitteilung.) ZS. f. Phys. **56**, 291–296, 1929, Nr. 5/6. [S. 2054.] *Kirsch.*

**V. Schütz.** Eine neue Methode zur magnetooptischen Bestimmung der einer Spektrallinie zugeordneten Anzahl von Dispersions-Elektronen. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) **10**, 14–16, 1929, Nr. 1. [S. 2130.] *Ladenburg.*

**H. Kornfeld.** Der Energieaustausch zwischen angeregten Atomen und Molekülen und seine Bedeutung in der chemischen Kinetik. Réun. Intern. Chim. Phys. Paris 1928, S. 154–161, Oktober. Es wird auf die Bedeutung des infolge von Resonanz vergrößerten Wirkungsquerschnittes bei Stößen zweiter Art (Verf. nennt solche Stöße, bei denen bei beiden Stoßpartnern Änderungen der inneren Energie stattfinden, „Stöße dritter Art“) für Probleme der chemischen Kinetik hingewiesen, z. B. der katalytische Einfluß sehr kleiner Mengen von Zusatzgasen auf Gasreaktionen (photochemische Chlorknallgasbildung) und monomolekulare Gasreaktionen. *G. Herzberg.*

**Gerald L. Pearson.** Relative probabilities of the ionization of *K* and *L* series electrons of equal ionization energy. Phys. Rev. (2) **34**, 542, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Elektron durch einen Kathodenstrahl aus dem Atomverband entfernt wird, hängt zum mindesten von der Ionisierungsspannung und von der Geschwindigkeit des Kathodenstrahls ab; sie wird auch noch von den Quantenzahlen abhängen. Die vorliegenden Experimente behandeln die von PbSe ausgesandte Strahlung, wo die Se *K*-Elektronen nahezu dieselbe Anregungsenergie haben wie die Pb *L*<sub>22</sub>-Elektronen. Unter der Annahme, daß jede Ionisation Strahlung irgendeiner Linie der zugehörigen Serie ergibt, werden die relativen Ionisierungswahrscheinlichkeiten aus den beobachteten Linienintensitäten berechnet. Die Zahl der Se *K*-Ionisationen ist etwa ebenso groß wie die von Pb *L*<sub>21</sub>, aber viel größer als die von Pb *L*<sub>11</sub>. Dies deutet darauf hin, daß die Ionisierungswahrscheinlichkeit sich mehr mit der radialen als mit der azimutalen Quantenzahl ändert. *G. Herzberg.*

**Otto Stern.** Beugung von Molekularstrahlen am Gitter einer Kristall-paltfläche. Helv. Phys. Acta **2**, 287–289, 1929, Nr. 4. (Vorträge Zürich April 1929.) Bereits berichtet nach Naturwissensch. **17**, 391, 1929, Nr. 21 (diese Ber. S. 1920). *Estermann.*

**E. L. Kinsey and Joseph Kaplan.** Recombination of atoms. Phys. Rev. (2) **34**, 545, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es werden die bekannten Überlegungen über die Möglichkeit der Wiedervereinigung von Atomen durch Zweierstöße zusammengestellt. *G. Herzberg.*

**Ralph Winger.** The valence of sulfur in dithionates. Phys. Rev. (2) **4**, 548, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Lindh hat gezeigt, daß Schwefel-

verbindungen starke Verschiebungen der Röntgenabsorptionskanten infolge der Verschiedenheit der Valenz aufweisen. Es war fraglich, ob die beiden Schwefelatomarten in den Dithionaten ( $\text{X}\text{S}_2\text{O}_2$ ) die Valenzen II und VI haben, wie es gewöhnlich für die Thiosulphate ( $\text{X}\text{S}_2\text{O}_3$ ) angenommen wird, oder ob sie dieselbe Valenz haben. Letzteres würde die Valenz V für beide bedeuten. In der Tat liegt die Röntgenabsorptionskante in der Mitte zwischen den Stellen, die für IV- und VI-wertige Verbindungen erhalten wurden. Der Schwefel ist also in den Dithionaten V-wertig.

G. Herzberg

**C. R. Daily.** The electric moments of  $\text{CH}_3$  and Br radicals in certain organic molecules. Phys. Rev. (2) **34**, 548, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Als weitere Prüfung der Debyeschen Theorie der binären Flüssigkeiten werden die elektrischen Momente verschiedener Kombinationen der  $\text{CH}_3$ - und Br-Radikale aus Beobachtungen der Dielektrizitätskonstante, des Brechungsindex und der Dichte in binären Gemischen mit Benzol bei verschiedenen Konzentrationen bestimmt. Die erhaltenen Werte waren: für Toluol  $0,50 \cdot 10^{-18}$  elst. Einh.; für Brombenzol  $1,70 \cdot 10^{-18}$  elst. Einh.; für p-Bromtoluol  $2,15 \cdot 10^{-18}$  elst. Einh.; für n-Propylbromid  $2,00 \cdot 10^{-18}$  elst. Einh.; für Isopropylbromid  $2,20 \cdot 10^{-18}$  elst. Einh.; für Äthylbromid  $2,12 \cdot 10^{-18}$  elst. Einh.

G. Herzberg

**William W. Watson.** The heat of dissociation of diatomic hydride molecules. Phys. Rev. (2) **34**, 372–374, 1929, Nr. 2. Auf Grund der vorliegenden Messungen werden nach dem Franckschen Verfahren durch Extrapolation der Schwingungsquanten die Dissoziationswärmen für den normalen und angeregten Zustand der Moleküle  $\text{LiH}$ ,  $\text{BeH}$ ,  $\text{BH}$ ,  $\text{MgH}$  und  $\text{CaH}$  bestimmt und die möglichen Dissoziationsprodukte diskutiert. Für die Grundzustände ergibt sich als Dissoziationswärme 2,56, 3,66, 3,3, 2,12 bzw. 1,9 Volt.

G. Herzberg

**R. D. Kleeman.** On the Derivation of the Law of Mass Action. Phil. Mag. (7) **8**, 267–269, 1929, Nr. 49. Im Rahmen der Debatte über die Ableitung des Massenwirkungsgesetzes weist Verf. auf die Unmöglichkeit hin, dem Verhalten chemischer Moleküle die van 't Hoff'schen Ergebnisse aufzuzwingen. Er betont wiederholt, daß zwischen seiner Ableitung und der von Goldstein genannten keine Identität besteht.

St. Hande

**Ernst Cohen.** Die Metastabilität der Materie und unsere physikalischen Konstanten. ZS. f. Elektrochem. **35**, 620–621, 1929, Nr. 9. Bei der Messung der physikalischen Konstanten hat man bisher in vielen Fällen die physikalische Reinheit der festen Stoffe nicht genügend berücksichtigt, so daß sich bei der Nachprüfung von älteren Messungen Fehler bis zu 200 % ergeben. Insbesondere der Röntgenanalyse kommt bei der Feststellung der physikalischen Reinheit große Bedeutung zu.

Neheim

**W. H. Zachariasen.** The Crystal Structure of Potassium Chlorate. ZS. f. Krist. **71**, 501–516, 1929, Nr. 5/6.

**W. H. Zachariasen.** The Crystal Structure of Sodium Chlorate. ZS. f. Krist. **71**, 517–529, 1929, Nr. 5/6.

**Adolf Dietzel.** Die Kristallisationsgeschwindigkeit der technischen Natron-Kalk-Silikatgläser. Sprechsaal **62**, 506–509, 524–525, 543–544, 562–568, 584–585, 619–621, 638–639, 657–660, 1929, Nr. 28, 29, 30, 32, 34, 35 u. 36.

Schnee

**Erward Garre.** Der Einfluß des Wassers auf die Rekristallisation einiger schwerlöslicher Stoffe. *Keram. Rundsch.* **35**, 513–514, 1927, S. 32. *Güntherschulze.*

**Alph Winger.** A relation between lattice energy and shift in x-ray absorption edges. *Phys. Rev.* (2) **34**, 549, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Aoyama, Kimura und Nishina haben eine Theorie gegeben für die Verschiebung der Röntgenabsorptionskanten bei gewissen Chloriden, die ähnliche Kristallstruktur und chemische Bindung haben. Aus ihrer Theorie folgt, daß die Verschiebung der Kanten eine lineare Funktion der Gitterenergie ist. Sie haben die wenigen Punkte, die sie bestimmen konnten, durch eine gerade Linie verbunden, doch lagen die Punkte zu nahe beieinander, als daß sie eine befriedigende Kontrolle hätten abgeben können. Unter Verwendung von Tetramethyl- und Tetraäthylammoniumchlorid wurden neue Punkte bestimmt. Der Wertebereich wurde mehr als verdoppelt, und die Ergebnisse zeigen im allgemeinen eine Verschiebung nach höheren Frequenzen mit zunehmender Gitterenergie. Die Punkte liegen annähernd auf einer Geraden, die eine etwas weniger steile Steigung aufweist. *G. Herzberg.*

**Monteath Robertson.** An X-Ray Investigation of the Structure of some Naphthalene Derivatives. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **118**, 709–727, 1928, Nr. 780. William Bragg hatte die Kristallstruktur von Naphthalintetrachlorid bestimmt und das Gitter als monoklin-körperzentriert mit vier Molekülen  $C_{10}H_8Cl_4$  in der Einheitszelle gefunden. In der vorliegenden Arbeit wurde die Struktur mit Hilfe der Drehkristallmethode weiter untersucht. Hierbei dienten als Vergleichsstoffe 1, 2, 3, 4, 5, 8-Hexachlor-Naphthalin-1, 2, 3, 4-Tetrachlorid. Die Ergebnisse sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Verbindung	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	$\beta$	Raumgruppe	Moleküle pro Einheitszelle	Dichte
Naphthalin . . . . .	8,34	6,0	8,7	122°49'	$C_{2h}^6$	2	1,152
Naphthalin-Tetrachlorid . . . . .	7,9	10,3	14,2	112°40'	$C_s^4$ oder $C_{2h}^6$	4	1,67
Dichlor-Naphthalin-Tetrachlorid . . . . .	7,8	12,3	13,9	116°14'	$C_s^4$ oder $C_{2h}^6$	4	1,87

Die vorstehenden Werte sind gut vereinbar mit den in Groths „Chemischer Kristallographie“ angegebenen Achsenverhältnissen. Nur beim Naphthalintetrachlorid muß die Länge der *c*-Achse nach dem Röntgenbefund verdoppelt werden, und beim Dichlor-Naphthalin-Tetrachlorid sind die *a*- und *c*-Achse in Groth zu vertauschen. Formeln und Intensitätsangaben sowie ausführliche Begründungen für die Struktureinzelheiten lassen die Ergebnisse im Original überprüfen. *Stintzing.*

**E. Schmid.** Röntgenographische Untersuchung statistischer Anisotropie in Kristallhauwerken. *ZS. f. Phys.* **56**, 740–750, 1929, Nr. 11/12. Nach dem Verfahren von Debye-Scherrer läßt sich in einem Kristallhauwerk die Einstellung einzelner reflektierender Ebenenscharen ermitteln, ohne daß man ihre Zugehörigkeit zu bestimmten Kristallitlagen unmittelbar Aufschluß geben wird. Die Untersuchung einer statistischen Anisotropie wird deshalb zweckmäßig in zwei Schritten durchgeführt: 1. Röntgenographische Bestimmung

der Flächenpolfiguren einiger dicht belegten Netzebenen, 2. Zuordnung stimmter Kristalliteinstellungen zu den gefundenen Ebenenlagen. Für die Leitung der Polfiguren aus dem Debye-Scherrer-Diagramm werden sphärische Netze angegeben, mit denen die Schwärzungsstellen unmittelbar als Belegungen in eine stereographische Darstellung der Polkugel eingetragen werden können. Die Analyse der Polfiguren kann mit Hilfe eines Wulffschen Netzes oder in der Hand eines Modelles der Polkugel mit einer den Einkristall darstellenden Karte vorgenommen werden. Das Verfahren wird an Beispielen beschrieben.

W. E. Schmalzer

S. E. Sheppard and W. Vanselow. The lattice energies and photochemical decomposition of the silver halides. Journ. phys. chem. **33**, 250—253, 1929, Nr. 2. [S. 2146.]

Dada

W. L. Bragg. Diffraction of X-rays by Two-Dimensional Crystals. Nature **124**, 125, 1929, Nr. 3117. [S. 2124.]

Schock

Kotaro Honda, Tsutomu Kase and Yoshiharu Mutuyama. On the Volume Change of Cast Iron during Solidification. Bull. Inst. Phys. and Chem. Res. **8**, 527—538, 1929, Nr. 7 (japanisch); Abstracts **2**, 67, 1929, Nr. 7 (englisch). Es wurde die Volumenänderung beim Erstarren von Gußeisen an verschiedenen Proben gemessen. Das zur Berechnung notwendige Volumen des Zementit bei 1130° wurde aus dem bei Raumtemperatur und dem mittleren Ausdehnungskoeffizienten ermittelt, der durch Extrapolation aus der Kurve: mittlerer Ausdehnungskoeffizient—C-Gehalt erhalten wurde, die von den Verf. bestimmt wurde. Ferner wurde die Menge des C gemessen, die bei einem mittleren Erstarrungspunkt und 60° darunter abgeschieden wurde; sie ergab sich als vernachlässigbar gegenüber der während der Erstarrung abgeschiedenen C-Menge. Das Gesamtergebnis bildet eine Bestätigung der von Honda und Endo (Reports Tôhoku Univ. **16**, 9, 1927) durchgeführten Untersuchung. Zahlen und weitere Einzelheiten sind in dem vorliegenden Auszug nicht mitgeteilt. Bericht

G. I. Petrenko. Über die Umwandlungen der Silber-Zinklegierung im kristallinen Zustande. ZS. f. anorg. Chem. **165**, 297—304, 1929, Nr. 1/3. Aus Versuchen an Silber-Zinklegierungen im kristallinen Zustande schließt der Verf. auf zwei verschiedene Umwandlungstemperaturen, 242 und 262° C. Bei jener Temperatur erfolgt die Reaktion:  $\beta \rightleftharpoons \alpha + \beta_1$ , d. h. die 35,5% Zn enthaltende  $\beta$ -Lösung zerfällt bei Abkühlung in die gesättigte feste Lösung  $\alpha$  (24% Zn + 76% Ag) und die gesättigte feste Lösung  $\beta_1$  (36,5% Zn + 63,5% Ag). Bei der anderen Temperatur spielt sich der Prozeß ab:  $\gamma + \beta \rightleftharpoons \beta_1$ , d. h. die Kristalle der Verbindung  $\text{Ag}_2\text{Zn}_3$  ( $\gamma$ ) reagieren beim Abkühlen mit der festen Lösung  $\beta$  (39% Zn) und geben eine neue Kristallart  $\beta_1$  (41% Zn). Der Grund zur Annahme einer kristallinen Verbindung  $\text{AgZn}$  (37,7% Zn) besteht außer in der Strukturhomogenität im Auftreten eines Maximums der Umwandlungszeit bei 254° C für die Legierungen, die dieser Zusammensetzung entsprechen.  $\text{AgZn}$  ist dimorph; je nach der Temperatur (oberhalb oder unterhalb 254° C) ist die eine oder die andere Modifikation in den  $\beta$ -Lösungen beständig. Nicht nur, wie angegeben, im Gebiet der  $\beta$ -Lösungen, sondern auch in anderen Teilen ist das beigegebene Zustandsdiagramm der  $\text{AgZn}$ -Legierungen das Resultat einer Neubearbeitung; Strukturuntersuchungen bestätigen die Resultate der thermischen Analyse.

Kül

**omi Ōsawa and Yoshiki Ogawa.** X-ray Investigation of Iron and Zinc Alloys. Sc. Reports Tōhoku Univ. 18, 165–176, 1929, Nr. 2. Nach dem Ergebnis der röntgenographischen Untersuchungen ähneln die Kristallformen der Fe-Zn-Legierungen denen der Ag-Zn-, Au-Zn- und Cu-Zn-Legierungen, obwohl Ag, Au und Cu ein flächen-, Fe dagegen ein raumzentriertes kubisches Raumgitter besitzt. Das von Y. Ogawa und T. Murakami kürzlich aufgestellte Zustandsdiagramm (noch nicht veröffentlicht) wurde bestätigt. Festgestellt wurden die Verbindungen  $\text{Fe}_3\text{Zn}_{10}$  (von früheren Forschern als  $\text{FeZn}_3$  bezeichnet) und  $\text{FeZn}_7$ . Ersteres besitzt ein kubisches Raumgitter mit dem Parameter 93 Å und 52 Atomen in der Einheitszelle, letzteres ein hexagonal dicht gepacktes Raumgitter mit einem Achsenverhältnis von etwa 1,60. Dieses unterscheidet sich von dem Raumgitter des Zn nur in der Größe des Achsenverhältnisses (bei Zn 1,865). Berndt.

**Marie Persson and Einar Öhman.** A High-Temperature Modification of Manganese. Nature 124, 333–334, 1929, Nr. 3122. Marie Gayler hat vier thermische Haltepunkte des Mn festgestellt, von denen der zweitniedrigste ( $42 \pm 1^\circ \text{C}$ ) allgemein als Umwandlungspunkt  $\beta\text{-Mn} - \alpha\text{-Mn}$  angesehen wurde. Bradleys Ansicht, daß das  $\alpha$ - und  $\beta\text{-Mn}$  im Intervall 650 bis  $850^\circ \text{C}$  in einem Zustand isodynamischer Isomerie zusammen existieren, auf die sich Bernal längst bezog, konnten Verff. nicht bestätigen. Der höchste von Gayler gefundene kritische Punkt ( $1191 \pm 3^\circ \text{C}$ ) ist, wie Verff. fanden, ein Umwandlungspunkt des  $\gamma\text{-Mn}$  in  $\beta\text{-Mn}$ . Der nächst niedrigere Punkt ( $1024 \pm 3^\circ \text{C}$ ) scheint von keiner Strukturänderung begleitet zu sein. Die Methode, welche Verff. zum Studium der  $\gamma$ -Phase des Mn benutzten, bestand in der röntgenographischen Untersuchung von Legierungen des Mn mit Cu, Fe, Ni und Co, von denen sich jene mit Cu besonders für diesen Zweck geeignet erwiesen, da Cu in  $\alpha$ - und  $\beta\text{-Mn}$  unlöslich ist und den Umwandlungspunkt  $\gamma - \beta$  stark erniedrigt. Ist der Cu-Gehalt kleiner als etwa 20%, so zeigen die gekühlten Legierungen nur eine Phase mit einem rhomboedrischen flächenzentrierten Gitter. Die Dimensionen der Basiszelle, die Verff. für einige Legierungen mit kleinem Cu-Gehalt bestimmt haben, verlaufen linear mit der Konzentration. Durch Extrapolation können sie leicht für das reine Mn – die  $\gamma$ -Phase – gefunden werden:  $a = 3,776 \pm 0,005 \text{ Å}$ ;  $c = 3,525 \pm 0,008 \text{ Å}$ ;  $c/a = 0,934$ . Daß die  $\gamma$ -Phase eine Hochtemperaturphase ist, wird durch die Tatsache erklärt, daß sie bei Erwärmung auf  $150^\circ \text{C}$  rasch in  $\alpha\text{-Mn}$  übergeht, bei Zimmertemperatur sich nach wenigen Wochen ändert. Verff. bestimmten weiterhin den maximalen Mn-Gehalt der  $\gamma$ -Phase – neben der  $\beta$ -Phase – bei verschiedenen Temperaturen und durch Extrapolation der Kurve Temperatur – Konzentration auf das reine Metall den Umwandlungspunkt  $\gamma - \beta$ . Er korrespondiert mit dem von Gayler gefundenen. Dies zeigen auch die Änderungen der mechanischen Eigenschaften:  $\alpha\text{-Mn}$  und  $\beta\text{-Mn}$  sind bei  $600^\circ \text{C}$  viel weniger brüchig als bei Zimmertemperatur und bei  $900^\circ \text{C}$  ist  $\beta\text{-Mn}$  reckbar, wenn auch hart; bei  $1160^\circ \text{C}$  wird die Härte beträchtlicher, während bei  $1200^\circ \text{C}$  das Metall ungemein weich ist. Eine Legierung des Mn mit Co, welche eine Struktur des  $\gamma\text{-Mn}$  hat, wurde bisher nicht erhalten. Da in keinem Falle die  $\gamma$ -Phase des Mn im Gleichgewicht mit einer flächenzentrierten kubischen (Cu, Fe usw.) gefunden wurde, darf man zumindest schließen, daß ein etwa bestehendes 2-Phasenbereich jedenfalls sehr eng sein muß. J. Dejmek.

**Gough.** The Behaviour of a Single Crystal of  $\alpha$ -Iron subjected to Alternating Torsional Stresses. Proc. Roy. Soc. London (A) 118, 498–534, 1928, Nr. 780. Eine zylindrische Probe aus einem  $\alpha$ -Eiseneinkristall

wurde Wechseltorsionsbeanspruchungen mit stufenweise gesteigertem Drehmoment bis zum Bruch unterworfen und nach jeder Stufe auf das Auftreten von Gleitlinien hin untersucht. Diese erschienen erst von einem bestimmten Torsionsmoment an, ließen gewisse Winkelbezirke frei und unterschieden sich sehr in ihrem Aussehen an verschiedenen Stellen der Probe. Sie ließen sich in drei Gruppen einteilen: a) gerade parallele, b) zwei Gruppen von annähernd geraden Gleitlinien verschiedener Neigung, c) wellenförmige Gleitlinien. Ihre Lage und Neigung nach bestimmt. Eine Änderung des Querschnitts und eine bleibende Verdrehung des ganzen Stabes konnten nicht festgestellt werden. Aus einer eingehenden Untersuchung ergab sich folgende Theorie der Deformation des  $\alpha$ -Eisens: Die Gleitfläche ist die Oktaederrichtung. In jedem Punkt der Oberfläche existiert eine Ebene, auf der die Scherspannung ein Maximum ist. Gleiten erfolgt auf dieser Ebene nur, wenn sie genau mit einer (110)-, (112)- oder (123)-Ebene zusammenfällt. Sonst geschieht die Deformation durch Gleiten auf zwei Ebenen, von denen jede einer der obigen Kristallebenen entspricht, und die auf entgegengesetzten Seiten der Ebene maximaler Scherung aber nicht in gleichen Abständen von ihr liegen. Die durchschnittliche Neigung der Gleitlinien ist die der Spur der Ebene maximaler Spannung auf der Oberfläche. Die beim Bruch auftretenden Risse stehen in keiner Beziehung zu dieser.

Berra

**T. B. Crow.** Cohesion at soldered surfaces. Trans. Faraday Soc. 24, 1—161, 1928, Nr. 2. An Stäben aus Elektrolytkupfer, die mit einer eutektischen Legierung stumpf gelötet waren, wurde gefunden, daß mit abnehmender Dicke der Lötstelle die Zerreißfestigkeit bis zu einem Maximum von 14 t/Quadratzoll anstieg, um bei dünneren Lötflächen (wie sie unter Druck erhalten wurden) wieder abzufallen; dabei hatte das Lötmetall nur eine Zerreißfestigkeit von 4 t/Quadratzoll. Die größte getragene Last lag immer unter der Fließgrenze des Cu. Dehnung und Fließgrenze wurden nur bei verhältnismäßig dicken Lötstellen beobachtet. Bei 5,1 mm Dicke (an einem Stabe von  $\frac{3}{16}$  Zoll Durchmesser) trat der Bruch bei etwa der halben Festigkeit des Lötmetalls ein. Bei einer bestimmten Löttemperatur wurde ein Maximum der Festigkeit festgestellt, nach welcher sie auf ein Drittel dieses Größtwertes fiel. Die Metallographie der Lötstellen zeigte a) eine Zwischenschicht einer Cu-Sn-Legierung (H nach Heycock und Neville) zwischen dem Cu und dem Lötmetall und b) an bei höherer Temperatur ausgeführten Lötungen eine zweite Phase  $\eta$  zwischen dieser Schicht und dem Cu. In beiden Fällen trat der Bruch in dem Berührungsbereich der Legierung zu beiden Seiten des mittleren Teiles der ungeänderten Legierung ein, d. h. die der Bruch in steilen, klippenähnlichen Flächen verlief. Zur Erforschung der Kohäsion und Adhäsion in derartigen (Löt-) Verbindungen müssen die Verhältnisse in Schichten erforscht werden, die unter Umständen nur wenige Mikrometer dick sind, und die die Möglichkeit besitzen, in Kontakt mit anderen ähnlichen Schichten abweichender Zusammensetzung zu stehen.

Berra

**A. M. Taylor.** Some properties of non-metallic elements in relation to their cohesive forces. Trans. Faraday Soc. 24, 157—159, 1928, Nr. 2. Die Kohäsion wird zurückgeführt auf Kräfte zwischen ungleichen Ladungen und zwischen elektrischen Dubletts, die durch Deformation der Elektronenschalen entstehen. Das Moment der Dubletts ist gleich  $a \cdot E$ , falls  $E$  die Intensität des erzeugenden elektrischen Feldes bedeutet. Da die Anziehungskraft zwischen zwei Dubletts umgekehrt proportional der vierten Potenz des Abstandes ist, so müssen wachsende Werte von  $a$  von einem Ansteigen der Kompressibilität

gleitet sein, wie sich an den Halogenen des K zeigt; ferner weisen auch Nichtmetalle mit großem  $\alpha$  hohe Kompressibilität auf. Weiterhin wird aus den Vorstellungen abgeleitet, daß die Kompressibilität von Nichtmetallen mit homopolarem Raumgitter größer sein muß als die von heteropolaren Salzen, und daß erstere eine große thermische Ausdehnung besitzen müssen, was auch durch Erfahrung bestätigt wird.

*Berndt.*

**Mark und G. v. Susich.** Über den Bau des kristallisierten Anteils der Cellulose. III. ZS. f. phys. Chem. (B) 4, 431—439, 1929, Nr. 6. Zur Überführung des Aufbaues der nativen Cellulose führen Verf. die Gitterbestimmung in Hand höher orientierter Präparate durch. Als solche werden gedehnte Folien von Tunicin und biosynthetischer Cellulose verwendet. Undefor miertes Tunicin zeigt Ringfaserstruktur. Bei Dehnung in einer Richtung erhält man jedoch ein höher orientiertes Präparat, in welchem nur mehr zwei aufeinander senkrecht stehende Kristallitlagen vorkommen. Beide sind, da die Folienebene eine Symmetrieebene ist, auch in spiegelbildlicher Lage vorhanden. Die Folienebene fällt mit (101) zusammen. Präparate aus gedehnter biosynthetischer Cellulose enthalten nur eine einzige Kristallitlage mit großer Streuung unter Annäherung an die einfache Faserstruktur nach [010]. Sämtliche Diagramme der höher orientierten Präparate können mit dem bisher angenommenen Gitter der nativen Cellulose in vollen Einklang gebracht werden.

*Burgeni.*

**Burgeni und O. Kratky.** Röntgenspektrographische Beobachtungen an Cellulose. V. Über das Gitter der Hydratecellulose. ZS. f. phys. Chem. (B) 4, 401—430, 1929, Nr. 6. Zur Bestimmung des Translationsgitters der Hydratecellulose wurden Präparate hergestellt, die einen höheren Orientierungseffekt aufweisen, als Fasern dieses Materials. Werden Folien aus Cellulosexanthomat in zwei aufeinander senkrechten Richtungen gedehnt und dann verseift, so weist das entstandene Präparat aus Hydratecellulose eine einfache reale Kristallitordnung der Anisotropieklasse 4 (mit  $n = 2$ ) auf. Es tritt also nur eine einzige Kristallitlage und deren Spiegelbild auf, wobei die Folienebene mit der Spiegelebene zusammenfällt. Da die Kristallitanordnung nur mit großer Streuung realisiert ist, lassen die Röntgenogramme bezüglich des Translationsgitters nur qualitative Aussagen zu, die jedoch unter Heranziehung des Rationalitätsgesetzes weiter verschärft werden können. Man findet einen einfach primitiven monoklinen Elementarkörper mit vier Molekülen und den Dimensionen  $a = 8,89$ ,  $b = 8,04$ ,  $c = 10,35$ ,  $\gamma = 64^\circ 30'$ . Zur Absuchung der unmittelbaren Umgebung des Durchstoßpunktes nach Interferenzen wurde eine Fokussierungsmethode ausgebildet, welche gestattet, die Intensität dieser Interferenzen um eine bis zwei Größenordnungen zu erhöhen.

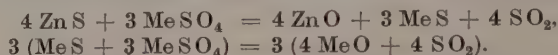
*Burgeni.*

**Max Trautz und Sergius Pakschwer.** Zur Kenntnis der Sulfid-Sulfatreaktion. Journ. f. prakt. Chem. (N. F.) 122, 147—181, 1929, Nr. 1/6. Die Umsetzung des zweiwertigen Metalls von der Form  $\text{MeS} + 3 \text{MeSO}_4 = 4 \text{MeO} + 4 \text{SO}_2$ , die „Sulfid-Sulfatreaktion“, liegt den Röstreaktionen zugrunde, die in der Metallurgie der Schwermetalle eine bedeutende Rolle spielen. Ferner tritt sie bei der Umwandlung von Erdalkalisulfaten in Oxyd durch Kohle und andere Zuschläge, wobei die Reduktion primär zum Sulfid führt, das mit einem Überschuß an Ausgangsstoff ebenfalls die erwähnte Reaktion eingeht. Neben der Gasphase nur reine Kristallarten vor, und handelt es sich um leichte Gleichgewichte, so erhält man bei drei Komponenten in vier Phasen eine

Freiheit, d. h. die Sulfid-Sulfatreaktion ist im einfachsten und Normalfall monovariant. Hier gilt demnach die Nernstsche Näherungsgleichung in der Form

$$\log (P_{\text{SO}_2})^4 = \frac{-Q}{4,571 \cdot T} + 1,75 \Sigma n \cdot \log T + \Sigma n C.$$

Die Verff. verfolgten zunächst statisch-manometrisch die Reaktionsdrucke der monovarianten Umsetzung  $\text{ZnS} + 3 \text{ZnSO}_4 = 4 \text{ZnO} + 4 \text{SO}_2$ . Der  $\text{SO}_2$ -Teildruck beträgt bei 488° 1 Atm. Der Beginn der Umsetzungen von  $\text{ZnS}$  in  $\text{CaSO}_4$ ,  $\text{SrSO}_4$  und  $\text{BaSO}_4$  liegt bei 800 bis 850°. Die erste Umsetzung ergibt monovariante Gleichgewichte mit den Siedepunkten 1130 und 1137°, die letzteren ergeben je eine Druck-Temperaturkurve mit den Siedepunkten etwa 1178 und 1205°. Der Reaktionsverlauf erfolgt stufenweise nach den Gleichungen:



Die Wärmetönung der Reaktion  $\text{CaSO}_3 \cdot 2 \text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O}_2 \text{ aq.} = \text{CaSO}_4 \cdot 2 \text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O}$  wurde kalorimetrisch zu 81,3 kcal bestimmt. Daraus ergibt sich für  $\text{CaSO}_3 \cdot 2 \text{H}_2\text{O}$  eine Bildungswärme von 284,3 kcal. Ferner wird gezeigt, daß eine Umsetzung von Sulfid und Sulfat zu Oxyd und  $\text{SO}_2$  über eine Sulfitzwischstufe gehen kann, ohne daß hierfür eine Annahme von Gleichgewichten unter Schmelzerscheinungen notwendig ist, da die Reaktionen auch an festen Phasen verlaufen können.

*Nechev*

**Silvio Chella.** Proprietà ottiche delle lamine liquide nello spazio nero di Newton. Cim. (N. S.) 5, 416–431, 1928, Nr. 10. [S. 2124.]

*K. Przibram*

**J. C. McLennan, M. W. Perrin and H. J. C. Ireton.** The Action of High Speed Cathode Rays on Acetylene. Proc. Roy. Soc. London (A) 125, 246–262, 1929, Nr. 797. [S. 2107.]

*Klemperer*

## 5. Elektrizität und Magnetismus.

**B. F. J. Schonland.** A New Electroscop. Proc. Cambridge Phil. Soc. 25, 340–343, 1929, Nr. 3. Verf. beschreibt ein Elektroskop für Ionisationsmessungen, das er auf Anregung von C. T. R. Wilson konstruierte. Das bewegliche System besteht aus einem dünnen, versilberten Glimmerblatt. Mit dem dünnsten Glimmerblatt wurde bei einer Neigung des ganzen Elektroskopsystems von etwa 30° ein Ausschlag von 30 bis 60 mm pro Volt erzielt. Die praktische Herstellung und Montage des Instruments wird genauer auseinandergesetzt.

*R. Jaeger*

**L. G. Ussikow.** Das Ionisationsmanometer. Jahrb. d. drahtl. Telegraphen 1927, S. 321–330, Nr. 42 (russisch). [S. 2052.]

*N. Nikitin*

**Robert Jaeger.** Ein neues Dosismesserprinzip. (Kompensationsmethode mit regelbarem Stromnormal.) Strahlentherapie 33, 542–550, 1929, Nr. 1. Es wird ein Stromnormal aus Uranoxyd beschrieben, welches gestattet, mit Hilfe von Blenden den Sättigungsstrom in zwei Meßbereichen von 0 bis etwa  $1 \cdot 10^{-10}$  und 0 bis etwa  $3 \cdot 10^{-10}$  linear zu verändern. Ein solches geeichte Stromnormal erlaubt in Kompensationschaltung gegen eine beliebige Ionisationskammer (Faß- oder Fingerhutform) unter Verwendung einer

empfindlichen und kapazitätsarmen Elektrometers als Nullinstrument eine sehr exakte Bestimmung des Ionisationsstromes der Kammer bzw. (bei Kenntnis der Kammerkonstanten) der Dosisleistung in  $r$  pro Sekunde. *Risse.*

**J. Braun und H. Küstner.** Zur Physik der Fingerhutkammer. IV. Teil. Die Härteabhängigkeit der technischen Fingerhutkammer. Strahlentherapie **33**, 551—559, 1929, Nr. 3. Die Härteabhängigkeit verschiedener Fingerhutkammern zwischen 180 kV, 2 mm Cu und 20 kV ungefiltert wird durch Vergleich mit dem Eichstandgerät bestimmt. Al-Kammern zeigen bei mittelharter Strahlung (100 kV, 0,3 mm Cu; HWS 0,2 mm Cu) ein Maximum der Ionisation, ebenso die alte, gelbe Kammer des Siemensdosismessers; die neue Preßkohlekammer des Siemensdosismessers ist bis herab zu 80 kV, 0,075 mm Cu härteunabhängig und sinkt erst unterhalb 60 kV, 1,5 mm Al stärker ab; die alten Kohlekammern des Wulfionometers und des Eichstandgeräts sind im Tiefentherapiebereich härteunabhängig; im Hauttherapiebereich sinkt die Ionisation bei 20 kV ungefiltert um etwa 35%. Die neuen Wulfionometerkammern zeigen innerhalb derselben Fabrikationsserie denselben, für verschiedene Fabrikationsserien einen verschiedenen Härtegang. Die Glockerkammern sind bei harter und mittelharter Strahlung härteunabhängig. Bei 20 kV ungefiltert sinkt die Ionisation um etwa 15%. Die Härteabhängigkeit sämtlicher Kammern läßt sich durch Auslegen mit graphitisiertem Cellophan und durch Verwenden eines graphitisierten Hohlstiftes aus Cellophan als Innenelektrode verbessern. *Risse.*

**Valter Schaefer und Ernst Witte.** Weitere Untersuchungen über die Röntgenstrahlung der Lenardröhre. Strahlentherapie **33**, 578—581, 1929, Nr. 3. Messungen der Röntgenstrahlung des Lenardrohres mit der kleinen, zur Dosierung von Buckystrahlen angegebenen Zusatzkammer zum Eichstandgerät in 35 cm Abstand vom Fenster bei 70, 110 und 150 kV und 0 bis 5 mm Cellonfilterung ergeben eine Schwächung der austretenden Strahlung auf etwa ein Viertel durch 1 mm Cellon. Die so gefilterte Strahlung wird durch ein zweites Filter derselben Dicke bei 70 kV auf etwa ein Drittel, bei 150 kV auf etwa die Hälfte geschwächt, die Strahlung ist also sehr inhomogen. Da trotz des geringen Prozentsatzes härterer Strahlen doch in kurzen Zeiten sehr hohe Dosen bei geringem Energieverbrauch erreicht werden können und das Rohr sich seiner Form nach zur Einführung in Körperhöhlen eignet, so wird vorgeschlagen, das Lenardrohr zum Röntgenrohr unter Beibehaltung der Form umzubauen und etwa an Stelle eines flächenförmigen Radiumpräparats zu verwenden. *Risse.*

**J. Bouwers.** Der Brennfleck einer Röntgenröhre und die Belastbarkeit. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. **40**, 284—292, 1929, Nr. 2. Die Temperatur der Anode ist bedingt durch die Wärmeleitfähigkeit und spezifische Wärme des Anodenmaterials (Wolfram + Kupfer), die Dauer der Belastung und die Dicke des Wolframspiegels. Aus diesen Größen läßt sich die Temperatur an jedem Punkte für jede Belastung berechnen. Sie steigt dabei bis zu einer Belastungszeit von 0,04 Sek. proportional mit der Quadratwurzel aus dieser, dann, wegen der steigenden Wärmestrahlung, langsamer an. Die Belastung während einer Exposition von 0,5 Sek. darf nur sehr wenig höher sein als während einer solchen von 1 oder 2 Sek. Pulsierende Belastung ist ungünstiger als gleichmäßige, am ungünstigsten Halbwellenbelastung. Als günstigste Form des Brenneckes ist der Strichfokus (dreimal so lang als breit), als günstigster Austrittswinkel der Strahlung etwa ein Winkel von  $20^\circ$  anzusehen, bei dem die Intensität nicht wesentlich kleiner ist als bei  $45^\circ$ . Der Astigmatismus ist hierbei

unbedeutend, die Belastungsmöglichkeit bei gleicher Bildschärfe beträgt das 11 bis 2fache des Rundfokus. Ähnliches leistet der konusförmige Brennfleck. Die Größe des Brennfleckes ist weit weniger wichtig als seine Form. Ein größerer Brennfleck erfordert zu gleicher Bildschärfe eine größere Belastung, bietet aber keinen Vorteil. Nur die Verzerrung des Bildes ist etwas geringer, vor allem wenn der Unterschied in der Brennfleckgröße 100 % und mehr beträgt. Die Grenzen für die Brennfleckgröße werden nach unten hin durch die notwendige Verlängerung der Belichtungszeit und die Verzerrung, nach oben hin durch die Unwirtschaftlichkeit des Betriebes gezogen. Oberhalb einer gewissen Grenze läßt sich eine erhebliche Verbesserung nur durch eine bewegliche Anode erreichen. Riss

**H. R. Kiehl, W. R. Ham, M. W. White and W. P. Davey.** Reflection of electrons and its application to the design of molybdenum target water cooled Coolidge tubes. Phys. Rev. (2) **33**, 1089, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Früher an Molybdänantikathoden von Coolidge-Röhren gemachte kalorimetrische Messungen haben gezeigt, daß etwa 12 % der in der Röhre geschickten Energie nach den Wänden reflektiert wird (Betriebsbedingungen: 14 kV, 3,00 mA). Spätere Versuche mit ähnlichen Röhren zeigten, daß während dieser Reflexion ein Elektronenstrom längs der Wandungen zur Anode fließt, der offenbar durch die durch das Elektronenbombardement erhöhte Leitfähigkeit des Glases bedingt ist. Ausfälle der Röhren durch Glassprünge wurden auf lokale Überhitzung zurückgeführt. Gelegentlich kamen sogar kleine Teile der Glaswandungen zum Schmelzen. Zwecks Verringerung der Elektronenreflexionen nach den Wänden hin wurde die Röhre so umgebaut, daß der Abstand von Kathode bis Anode nur noch etwa 0,3 cm betrug. Mit dieser neuen Röhre ausgeführte kalorimetrische Messungen zeigten eine Reflexion von nur etwa einem Drittel derjenigen der alten Röhre. Die mittlere Lebensdauer von 26 Röhren der alten Type betrug 538,5 Stunden. In derselben Apparatur wurden Röhren der neuen Ausführung bereits einige tausend Stunden gebrannt. Die Versuche zeigen den großen Einfluß der Elektronenreflexion nach den Wänden auf die Lebensdauer derartiger Röhren. Sewi

**E. Lehrer.** Über einen Registrierapparat zur Bestimmung magnetischer Umwandlungspunkte an kleinen Proben. ZS. f. techn. Phys. **10**, 177—185, 1929, Nr. 5. Die beschriebene Vorrichtung soll ermöglichen, magnetische Umwandlungspunkte ferromagnetischer Stoffe auch an sehr kleinen Proben von wenigen Milligrammen Gewicht zu bestimmen. Der Hauptteil besteht aus einem Pendel aus Aluminium, dessen Oberteil die in ein Quarzkölbchen eingeschmolzene und durch ein Porzellanröhrchen gehaltene Probe trägt, welches sich in dem keilförmigen Interferikum eines Elektromagnets befindet, während das untere, mit einem Öldämpfer versehene Ende durch einen Quarzfaden mit einem Hebelsystem verbunden ist, das zwei unter 45° geneigte Spiegel trägt und den von einem leuchtenden Diaphragma gelieferten und auf die photographische Platte geworfenen Lichtpunkt bei Bewegung des Pendels in vertikaler Richtung verschiebt. In horizontaler Richtung wandert der Lichtpunkt unter der Wirkung der mit einem Thermoelement verbundenen Spule eines Drehspuleninstruments, so daß also die beiden aufeinander senkrechten Koordinatenachsen die Änderungen der Temperatur und des auf die Probe ausgeübten Zugdruckes messen. Der letztere ist gegeben durch die Beziehung  $P = J \cdot V \cdot \partial \mathfrak{H} / \partial s$ , worin  $V$  das Volumen des Probekörpers,  $J$  seine Magnetisierungsintensität und  $\partial \mathfrak{H} / \partial s$

die lokale Feldänderung (Inhomogenität des Feldes) an der betreffenden Stelle zeichnet. Ist letztere in dem Teil des Feldes, wo sich die Probe befindet, konstant und ist die Probe gesättigt, also  $J$  unabhängig von  $\mathfrak{H}$ , dann ist  $P$  ein Maß für das Sättigungsmoment  $JV$ , das sich mit jeder Änderung des letzteren etwa durch Temperaturänderungen oder durch chemische Reaktionen ebenfalls ändern muß. Die Wirkungen sind auch bei Verwendung kleiner Proben erheblich und selbst unter den ungünstigen mechanischen und magnetischen Verhältnissen des Fabriklaboratoriums hinreichend genau meßbar. Beispielsweise wirkt auf eine Eisenmenge von 2 mg in einem Felde, in dem  $\partial \mathfrak{H} / \partial s = 1860$  Gauß beträgt, eine Kraft von 0,83 g. Die Werte  $\partial \mathfrak{H} / \partial s$  lassen sich entweder durch Abtasten mit einer Prüfspule experimentell bestimmen oder unter Verwendung eines Materials mit bekanntem Sättigungswert berechnen. Nach der ersteren Methode erhielt der Verf. für den Sättigungswert von reinem Eisen  $J_{\infty} = 1740$  in befriedigender Übereinstimmung mit dem vom Ref. gefundenen ( $J_{\infty} = 1720$ ). — Zur Erhitzung auf hohe Temperaturen dient ein die Probe umschließender elektrischer Ofen von 7 mm Durchmesser, der zur Vermeidung der Erwärmung der Handschuhe mit einer Wasserkühlung versehen ist. Ein automatischer Flüssigkeitswiderstand regelt die Heizstromstärke derart, daß die Erhitzungs- bzw. Abkühlungsgeschwindigkeit nahezu konstant und zwischen 20 und 150°/Min. bei der Höchsttemperatur von 800° beliebig einstellbar ist. Bei Versuchen mit hohen Temperaturen tritt an Stelle des Ofens eine Kühlvorrichtung mit doppeltem Kupfermantel, der von gekühlter Druckluft durchströmt wird; es gelingt dann, Temperaturen von etwa  $-150^{\circ}\text{C}$  zu erreichen. Zur Temperaturmessung dienen bei hohen Temperaturen Thermoelemente von Pt/PtRh, bei tiefen solche aus Ni/Konstantan. Eine gewisse Rücksicht war auf die Gestalt und die Orientierung der Probe zu nehmen, damit nicht etwa die Entmagnetisierung durch die Enden in Betracht kommt, was bei hohen Feldstärken der Sättigung nicht ausreicht. — Bei den Versuchen verwendeten Feldstärken verläuft der Übergang aus dem ferromagnetischen in den paramagnetischen Zustand vollkommen stetig, der Verf. nimmt als definierten Punkt dafür den Wendepunkt der Temperatur/Magnetisierungskurve, dessen Bestimmung natürlich eine gewisse Willkür kaum zu vermeiden ist. Als Beispiel für die Anwendung gibt der Verf. die quantitative magnetische Analyse des Carbidgehalts mehrerer Gemenge aus Fe- und  $\text{Fe}_3\text{C}$ -Pulver sowie des thermischen Abbau von  $\text{Fe}_2\text{N}$  in  $\text{Fe}_4\text{N}$  zwischen den Temperaturen  $-150^{\circ}\text{C}$  und  $+600^{\circ}\text{C}$ . Es ergab sich, daß  $\text{Fe}_2\text{N}$  in dem beobachteten Temperaturbereich paramagnetisch ist; verliert es N, so erhält man einen ferromagnetischen Stoff, dessen Curiepunkt mit abnehmendem N-Gehalt zu höheren Temperaturen wandert (bis zu etwa  $275^{\circ}\text{C}$ ). Bei  $485^{\circ}\text{C}$  tritt ein zweiter Umwandlungspunkt auf, der dem Nitrid  $\text{Fe}_4\text{N}$  mit 5,9% N zuzuschreiben ist. Röntgenographische Untersuchungen bestätigen die magnetische Analyse. Gumblich.

**B. Johnson.** A Braun Tube Hysteresigraph. Bell Syst. Techn. Journ. 286–308, 1929, Nr. 2. Die Aufnahme von Hystereseschleifen mit Hilfe der Braun'schen Röhre ist schon mehrfach mit Erfolg versucht worden, aber sie hat sich bisher nicht eingebürgert, trotzdem nach endgültigem Aufbau der Anordnung die Aufnahme selbst nur außerordentlich kurze Zeit beansprucht wird und sich daher namentlich zu Vergleichszwecken und qualitativen Orientierungen sehr gut eignet. Dagegen ergibt schon ein Blick auf die der vorliegenden Abbildung beigefügten photographischen Wiedergaben von aufgenommenen Hystereseschleifen, daß namentlich wegen der Strichbreite besondere Anforderungen an Genauigkeit nicht gestellt werden dürfen. Die mancherlei Fehlerquellen verschiedener Artiger Anordnungen wegen der Wirbelströme, der Verzerrungen des Magneti-

sierungsstromes, der Integrationsanordnung mittels Widerstand und Kondensatoren usw. hat der Verf. nach Möglichkeit zu beseitigen bzw. rechnerisch berücksichtigt gesucht und schätzt schließlich die Unsicherheit der Messung auf insgesamt nur etwa 4%. Wegen der Einzelheiten der Anordnung muß das Original verwiesen werden. Gumilä

**D. P. Randall.** The influence of shape on the efficiency and stability of permanent magnets. Phys. Rev. (2) **33**, 1070—1071, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die an einen Luftspalt durch einen Stahl von gegebenem Gewicht übertragene magnetische Energie hängt von folgenden Faktoren ab: Magnetisierbarkeit des Stahles, erforderliche Stabilität, unausgenutzt verlaufene Kraftlinien. Jeder dieser Faktoren wird weitgehend von Aufbau und Proportionen des Magnets und seiner Polschuhe beeinflusst. Es wird eine Methode entwickelt, um diese verschiedenen Faktoren mit den magnetischen Eigenschaften des Stahles in Zusammenhang zu bringen: Remanenz, Koerzitivkraft und Anfangspermeabilität. Kurven zeigen die „Ausbeute“ und „Stabilität“ für verschiedene Feldstärke im Spalt. Als „Ausbeute“ wird definiert das Verhältnis der Induktion im Luftspalt zur maximalen Induktion im Eisen, als „Stabilität“ das Verhältnis des maximalen, die Magnetisierung nicht dauernd beeinflussenden Streufeldes zur Feldstärke im Luftspalt. Auf dieser Grundlage werden Wolfram- und Chromstähle und einige Kobaltstähle mit hoher Koerzitivkraft verglichen. In Anwendung auf einen Meßinstrumentenmagnet aus Wolframstahl werden Tabellen angegeben, welche für einen weiten Bereich von Spaltweiten und Stabilitätsgraden die Bedingungen für maximale „Ausbeute“ zeigen. Durch Anwendung des Ähnlichkeitsprinzips können diese Daten zur Berechnung von Magneten beliebiger Größe angewendet werden. Seu

**S. W. Edwards and J. E. Brown.** The problems centering about the measurement of field intensity. Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 1377—1381, 1929, Nr. 8. Es wird eine kurze Übersicht gegeben der wichtigsten (amerikanischen) Beiträge zur Feldstärkenmessung; diese sind Grundlagen für Weiterentwicklung. Die allgemeinen Probleme dieser Art Messungen werden besprochen, sowie die Apparatur, mit der die Radioabteilung des „Department of Commerce“ dieselben zu lösen glaubt. Es werden in Städten vorgenommene Feldstärkenmessungen gezeigt, welche die Notwendigkeit und die Wichtigkeit der Feldstärkenüberwachung von drahtlosen Stationen zutage treten lassen. Es wird prophezeit, daß die Zeit nahe ist, wo die Feststellung des Ortes aller Rundfunkstationen von 1 kW oder mehr Leistung sich gründen wird auf Feldstärkenmessungen. Nordloh

**R. Rechnitzer.** Die Selektivität eines mit einer verstimmtten Antenne gekoppelten Empfangskreises. Telefunken-Ztg. **10**, 75—80, 1929, Nr. 1. Der Empfang mit verstimmtter Antenne ist derjenige, welcher in der Literatur häufig fälschlich als Empfang mit aperiodischer Antenne bezeichnet wird. Abschließend an von Dr. Zepler schon im Dezember 1926 veröffentlichten Rechnungen (Telefunken-Ztg. Nr. 44), wird insbesondere beabsichtigt, die Größenordnung der Selektivitätszunahme in Abhängigkeit von der Antennenverstimmung zu berechnen. Vorausgesetzt wird, daß die Verstimmung der Empfangswelle gegen die Antennenwelle, die Verstimmung der Empfangswelle gegen die Störwelle, und die Verstimmung der Antennenwelle gegen die Störwelle wenigstens 10% beträgt. Nordloh

**A. Skritzky und W. W. Lermantow.** Experimentaluntersuchung eines Weitaktröhrensenders mit der Frequenz von etwa  $10^6$  Kilozykeln. Drahtl. Telegr. 1927, S. 3—18, Nr. 40 (russisch). Es wird die Konstruktion eines Senders geringer Leistung für die angegebene Frequenz beschrieben und die Frage der Berechnung seiner Eigenwellenlänge untersucht. Die Potentialverteilung längs des Senders, sowie die Abhängigkeit der erzeugten Wellenlänge von der Art der Senderöhrchen, von ihrem Heizstrom und Gitterspannung wird studiert. Die Raumverteilung der ausgestrahlten Energie wurde untersucht.

*N. Nikitin.*

**I. Sapelkow.** Röhrenbrücke für Messung sehr großer Widerstände. Drahtl. Telegr. 1927, S. 45, Nr. 40 (russisch). Die Messung sehr großer Widerstände (von etwa 0,3 bis zu 30 Megohm) wird mittels unmittelbarer Strommessung ausgeführt, wobei der Strom durch die an den Widerstand angelegte bekannte Spannung erzeugt wird. Die Eigenart der Methode besteht in der Anwendung eines Strombegrenzers zum Schutze des Galvanometers an Stelle der gewöhnlich gebrauchten Nebenschlüsse. Als Strombegrenzer wird eine Elektronenröhre verwandt. Das Schaltungsschema wird beschrieben und der Gang einer Messung erklärt. Die Methode wurde geschaffen, um die Bedürfnisse der Kondensatorfabrikation zu befriedigen.

*N. Nikitin.*

**P. N. Ramlau.** Senderöhre als veränderlicher Widerstand. Drahtl. Telegr. 1927, S. 160—168, Nr. 41 (russisch). Die gewöhnliche Schaltung des Röhrensenders wird diskutiert und dabei die Röhre als variabler Widerstand betrachtet. Mittels Kirchhoffscher Gleichungen wird der veränderliche Widerstand der Röhre als Funktion des durchfließenden Stromes  $i$  ermittelt. Es wird  $R = B/i + A$ , wo  $A$  und  $B$  durch Kreisparameter und Gleichstromkomponente des durchfließenden Stromes ausgedrückt werden. Diese analytische Ableitung wird durch graphische vervollständigt.

*N. Nikitin.*

**A. A. Odintzow.** Automatische Aufnahme der Charakteristiken von Elektronenröhren. Drahtl. Telegr. 1927, S. 177—188, Nr. 41 (russisch). Die Untersuchung der Röhren wurde mittels eines speziellen Apparats, des Charakterographen (Drahtl. Telegr. 1926, Nr. 39) ausgeführt. Für verschiedene Röhrentypen wurden folgende Kennlinien photographisch aufgenommen: 1. statische Anodencharakteristiken; 2. statische Gittercharakteristiken; 3. Richardsonsche Emissionskurve; 4. dynamische Anodencharakteristik; 5. dynamische Gittercharakteristik; 6. dynamische Emissionskurve. Es wird das Schaltungsschema und der Gang der Charakteristikenaufnahme für Verstärker-, Empfangs-, Mikroröhren und für Senderöhren von kleiner Leistung gegeben.

*N. Nikitin.*

**I. Efrussi.** Meßeinrichtung für kleine Hochfrequenzspannungen. Drahtl. Telegr. 1927, S. 303—320, Nr. 42 (russisch). Die beschriebene Einrichtung besteht aus einem sorgfältig abgeschirmten Normal für kleine Hochfrequenzspannungen, einem Überlagerer und einem Verstärker. Ein Telephon wird als Anzeigeinstrument verwendet. Das Schaltungsschema und die Konstruktionen der Einzelteile der Einrichtung werden beschrieben. Die Eichmethode wird erklärt und wahrscheinliche Fehler erörtert. Eine Beschreibung der ausgeführten Messungen der elektromagnetischen Feldstärken wird gegeben. Die betreffende Literatur wird angeführt.

*N. Nikitin.*

**W. I. Baschenow.** Eine vereinfachte Methode der Berechnung der Induktivität von flachen Gebilden beliebiger Form. Drahtl. Telegr. 1927, S. 347—374, Nr. 43 (russisch). Der Verf. legt der Berechnung die Hypothese zugrunde, daß die Induktivität eines schiefwinkligen Dreiecks oder einer anderen flachen Figur sehr nahe gleich der Induktivität des rechtwinkligen Dreiecks sein muß, dessen Umfang dem Umfang der betrachteten flachen Figur gleich ist. Allein die so erhaltene Induktivität der Figur ist kleiner als die Summe der Induktivitäten der die Figur bildenden Leiter infolge der gegenseitigen Induktivität. Die Wirkung dieser kann in Rechnung gezogen werden durch Einführung der Bedingung, daß die Flächen der gegebenen Figur und des oben erwähnten rechtwinkligen Dreiecks gleich oder nahe gleich seien. Auf dieser Grundlage leitet der Verf. eine ziemlich einfache Formel für die Induktanz eines beliebigen flachen Polygons ohne einspringende Winkel ab. Die Vergleichen der nach dieser Formel berechneten Induktivitäten verschiedener Figuren und regelmäßiger Form mit den für dieselben gemessenen Induktivitäten liefert eine gute Übereinstimmung.

N. Nikiti

**W. P. Wologdin.** Die Hochfrequenzmaschine. Drahtl. Telegr. 1927, S. 465—484, Nr. 44 (russisch). Der Verf. stellt in geschichtlicher Folge die Entwicklung des Hochfrequenzmaschinenbaues in Rußland während der letzten 15 Jahre dar. Es werden die Maschinen beschrieben, beginnend mit der ersten von 2 kVA Leistung bei 60 000 Per./sec und 20 000 Touren/Min. und schließlich mit den Maschinen von 50 kW bei 20 000 Per./sec und 150 kW bei 15 000 Per./sec, die an der „Oktober-Radiostation“ in Moskau aufgestellt worden sind. Eine vergleichende Bewertung von russischen und ausländischen Hochfrequenzmaschinen wird gemacht.

N. Nikiti

**O. W. Lossew.** Der leuchtende Carborundumdetektor und Detektorwirkung der Kristalle. Drahtl. Telegr. 1927, S. 485—494, Nr. 44 (russisch). Ein Carborundum-Metalldrahtdetektor gibt bisweilen ein Leuchten, das besonders stark wird, wenn der Draht negativ ist. Die Beobachtungen haben erwiesen, daß zweierlei Leuchten zu unterscheiden ist. Das Leuchten vom ersten Typus wird durch Fluoreszenz des Kristalls unter Einwirkung von elektronischen Vorgängen an der Kontaktstelle hervorgerufen. Das Leuchten vom zweiten Typus ist der Kathodenlumineszenz vom Carborundum im Vakuum mehr ähnlich. Das Spektrum des Leuchtens ist dem Spektrum der Kathodenlumineszenz ähnlich. Es wird festgestellt, daß die Gleichrichterwirkung des Detektors aus den Thermokräften nicht erklärt werden kann; auch werden die Umstände, welche die Verschiedenheit der Gleichrichterwirkung in verschiedenen Punkten desselben Kristalls bedingen, geklärt. Schließlich wird auf die Möglichkeit, den leuchtenden Detektor als trägheitsloses Lichtrelais auszunutzen, hingewiesen.

N. Nikiti

**W. A. Kotelinkow.** Ein dreifacher Charakterograph. Drahtl. Telegr. 1928, S. 3—7, Nr. 46 (russisch). Der Dreifachcharakterograph ist ein Instrument, das auf einer photographischen Platte drei Funktionen eines und desselben Parameters aufzunehmen gestattet. Es besteht aus drei einfachen Charakterographen, die ein gemeinsames optisches System und gemeinsame photographische Platte haben. Die Achse des Abszissengalvanometers trägt alle Abszissenspiegel. Die Ordinategalvanometer haben einen gemeinsamen magnetischen Kreis in der Gestalt eines starken Elektromagnets. In dem Aufsatz wird die Konstruktion des Instruments beschrieben und einige mit seiner Hilfe erhaltene Probeaufnahmen angegeben.

N. Nikiti

**S. Gabel.** Eine Methode der Wellenlängenmessung mittels des Piezoquarzes. Drahtl. Telegr. 1928, S. 323—329, Nr. 48 (russisch). Die beschreibende Methode wurde in der Hauptkammer der Maße und Gewichte ausgearbeitet. Dadurch wird es möglich, den wichtigsten Nachteil der Piezoquarzplatten — die begrenzte Anzahl der von einer Platte gelieferten Frequenzen — zu eliminieren. Die Methode besteht in der Interpolation der zu ermittelnden Wellenlänge zwischen den benachbarten Kombinationen von Oberschwingungen des Piezoquarzsenders und des Hilfswellenmessers (Heterodyn). Die Wellenlängenmessung wird nach der Schwebungsmethode ausgeführt, welche gestattet, mit Benutzung der Senderoberschwingungen, nur bis die siebente einschließlich, die Eichung z. B. zwischen  $\lambda = 21000$  m und  $\lambda = 430$  m auszuführen. Das Hilfsheterodyn muß vorläufig geeicht werden nach der im Aufsatz angegebenen Methode. *N. Nikitin.*

**Peter J. Mulder and Joseph Razek.** High grid resistor amplifier. Journ. Opt. Soc. Amer. 18, 466—472, 1929, Nr. 6. Verff. beschreiben eine Verstärkerschaltung zum Verstärken photoelektrischer Ströme. Sie beruht darauf, daß in die Gitterleitung des Verstärkerrohres ein extrem hochohmiger Widerstand (Größenordnung  $10^9$  Ohm) eingeschaltet wird. Da jede Röhre infolge kleiner Gasreste bekanntlich auch im negativen Gebiet schwache Gitterströme zeigt, erhält man dann außerordentlich steile Charakteristiken und kann mit einem Rohre eine bis  $2 \cdot 10^7$ fache Stromverstärkung erzielen (auf den Strom in der photoelektrischen Zelle bezogen). Verff. geben ferner das Ersatzschema und eine Theorie an, nach der eine Vorausberechnung der Erscheinungen möglich ist. Wegen der Verschiedenheit der Gasreste in den einzelnen Röhren und der Änderung derselben mit der Zeit sind gewisse Schwankungen der Ergebnisse nicht zu vermeiden. *Lohrmann.*

**C. W. Oatley.** A low power audio-frequency current supply for general laboratory use. Journ. scient. instr. 6, 217—220, 1929, Nr. 7. Verf. beschreibt einen Röhrensummer mit Stimmgabel, den er als besonders einfach und für Meßzwecke gut brauchbar empfiehlt. Der erhaltene Wechselstrom soll gute Sinusform bei konstanter Frequenz haben. Die zum Betrieb nötige Energie wird dem (Gleichstrom-) Lichtnetz entnommen. Um gegenseitige Störungen bei Anschluß von mehreren Meßstellen zu vermeiden, erhält jede Meßstelle einen besonderen einstufigen Verstärker, der ebenfalls vom Lichtnetz gespeist wird. *Lohrmann.*

**G. W. White.** Eenige experimenten in verband met de toepassing van nieuwere triodenschema's bij zenders. Tijdschr. Nederl. Radiogen. 4, 17—33, 1929, Nr. 2. Eine Beschreibung des Entwicklungsganges und der Konstruktion moderner Röhrensender, und eine Zusammenfassung einiger in der Nederlandsche Seintoestellen Fabriek in Hilversum durchgeführten Experimente zwecks Festsetzung der Möglichkeit zur Vereinfachung der Bedienung dieser Sender, ohne in unzulässiger Weise auf den Nutzeffekt verzichten zu brauchen. Es gelingt, mit einer Dreistufenschaltung [Steuerröhre, Abtrennungsröhre (Separator- oder Isolatorröhre) und Verstärkeröhre] bei einem Sender für einen kontinuierlichen Wellenbereich von 300 bis 1800 m, mittels eines Schalters in sechs Teilen zerlegt, eine Eingangsleistung und Nutzeffekt zu erlangen, welche nicht mehr als 5 bzw. 2 % der Mittelwerte abweichen. Der mittlere Nutzeffekt beträgt rund 73 %. Durch besondere Maßnahmen gelingt es aber auch, stabile Sender zu bauen für einen Wellenbereich von 10 bis 80 m. *Nordlohne.*

**J. H. Owen Harries.** An electromagnetic monochord for the measurement of audio frequencies. *Proc. Inst. Radio Eng.* **17**, 1316—1321, 1922, Nr. 8. Die gewünschten Eigenschaften eines Instruments für die Messung von Frequenzen im Hörbereich werden kurz erwähnt, und es wird eine vorgeschlagene elektrisch erregte Saite besprochen. In der Praxis ergeben sich gewisse Schwierigkeiten, welche dazu führen, die harmonischen Schwingungen des gestreckten Drahtes zu benutzen. Die Theorie dieser Erregung wird gegeben, ebenso die Beziehung zwischen Frequenzanschlag und der Stelle einer bewegbaren Brücke. Es werden konstruktive Einzelheiten gegeben, wie auch die Methode der Eichung mittels einer einzigen Stimmgabel. Der Artikel wird beendet mit verschiedenen Bemerkungen betreffs praktischer Durchführung der Methode. *Nordlohn*

Physikalisch-Technische Reichsanstalt. Bekanntmachung über Prüfungen und Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüfämter. Nr. 274. *Elektrot. Z.* **50**, 1202, 1929, Nr. 33. *Güntherschulze*

**L. Bouchet.** Potentiels électrolytiques de quelques métaux. *C. R.* **188**, 1237—1239, 1929, Nr. 19. Bestimmt wurde das elektrolytische Potential (gegen die normale Lösung eines Salzes des Metalls) von Mg, Zn, Cu und Ag. Die erhaltenen Potentiale sind, wenn dasselbe von  $H = 0$  gesetzt wird, von  $Mg = -1,485$ ,  $Zn = -0,771$ ,  $Cu = +0,324$ ,  $Ag = +0,788$  Volt. *St. Handl.*

**A. P. Rollet.** Les réactions chimiques au cours du fonctionnement de l'accumulateur au plomb. *Journ. de phys. et le Radium* (6) **10**, 113—114 S, 1929, Nr. 6. [*Bull. Soc. Franç. de Phys.* Nr. 280.] Verf. hat die Entladung eines Bleiakкумуляtors untersucht, wobei er eine Zelle von der Zusammensetzung  $Pb | K_2CO_3 | KOH | Hg$  benutzte. Die Kapazität der Hg-Elektrode ist beträchtlich größer als die der Pb-Elektrode. Aus den Entladungskurven scheint die Existenz eines Oxyds  $Pb_2O_5$  hervorzugehen, das bis zum Oxyd  $PbO$  reduziert wird. Aus der chemischen Analyse geht hervor, daß beim Durchgang von  $2F$  während der Entladung  $1 SO_4$  auf der positiven Platte fixiert wird, was durch die Theorie der doppelten Sulfatation erklärt werden kann, die aber ihrerseits das Oxyd  $Pb_2O_5$  nicht annimmt. Die Vorgänge an der positiven Elektrode können jedenfalls noch nicht als vollkommen aufgeklärt angesehen werden. Die negative Elektrode ist nach der Entladung zu  $Pb_2O$  reduziert, und da bei Durchgang von  $2F$  auf ihr  $1 SO_4$  fixiert wird, so entsteht dann die auch von Féry angenommene Verbindung  $Pb_2SO_4$ . *Böttger*

**O. Koenig und E. Lange.** Über die Temperaturabhängigkeit der Elektrokapillarkurve des Quecksilbers. Ein Beitrag zur Frage nach dem Absolutwert elektrochemischer Potentiale. *ZS. f. Elektrochem.* **35**, 686—695, 1929, Nr. 9. Zur Berechnung von Einzelwerten von Hydratationswärmen der Ionen nach der Gleichung

$$W = S - J - \xi - \left( F \cdot e - F \cdot T \frac{de}{dT} \right)$$

benötigt man die bisher noch nicht genau bekannten Einzelpotentiale  $e_{Me/Lösung}$  und deren Temperaturkoeffizienten. Eingeteilt werden können die experimentellen Bestimmungsmethoden der Einzelpotentiale im wesentlichen in elektrokinetische und kapillarelektische Meßmethoden. Letzterer Methode dürfte hierfür der Vorzug zu geben sein, da diese sich auf die Anwendung des Gibbs'schen Adsorptionssatzes  $d\sigma = \sum T_i d\mu_i$  auf die Elektrokapillarkurve ( $\sigma - \psi$ -Kurve)

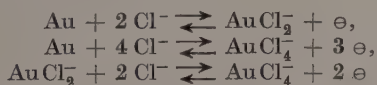
itzt. Abgesehen von der Innehaltung gewisser experimenteller Voraussetzungen diese Methode wesentlich von der Voraussetzung abhängig, daß bei

$$\frac{d\sigma}{d\psi} = -2F \cdot I = 0$$

ch das thermische Potential  $\psi$  an der Grenzfläche Hg/Lösung = 0 ist. Die faktische Ausnutzung dieser Grundlage erfordert konstante Bezugselektroden  $e$ , in denen Kontakt- und Flüssigkeitspotentiale praktisch eliminiert sind ( $e = e - \psi$ ,  $d\varphi = -d\psi$ ). Die notwendige  $\text{Hg}_2^{++}$ -Konzentrationsverminderung (durch direkte Verdünnung nur bis zu einer gewissen Grenze durchführbar —  $\varphi$ -Kurven). Mittels elektrochemischer Konzentrationspolarisation im Kapillarelektrometer lassen sich dagegen bei Beachtung einiger weiterer Voraussetzungen  $\sigma - \varphi$ -Kurven bis zu noch negativeren  $\psi$ -Werten aufnehmen. Der Unterschied zwischen  $\sigma - \varphi$ -Kurven bei Gegenwart von überschüssigem, spezifische Polarisationsstörungen verhinderndem Fremdelektrolyt und in reinen Hg-Salzlösungen ohne Fremdelektrolyt wird an Hand eines experimentellen Vergleichs veranschaulicht. Auf dieser Grundlage ergeben sich dann einige Kontrollmethoden für die anzustrebende Identität von so gemessenen  $\sigma - \varphi$ -Kurven mit den theoretisch übersichtlicheren  $\sigma - \varphi$ -Kurven. Die wesentlichen Ergebnisse der Verf. sind unter anderem die Bestimmung des Wertes  $de/dT$  der Bezugselektrode, woraus sich für die untersuchte etwa 1 norm.  $\text{KNO}_3$ -, 0,01 norm.  $\text{Hg}_2(\text{NO}_3)_2$ -Lösung die konzentrationsunabhängige latente Wärme  $Q'_{\text{lat}}$  für die Bildung des  $\text{Hg}_2^{++}$ -Ions aus metallischem Hg zu  $-2,7 \pm 2,7$  kcal/Mol ergeben würde. Der auf unendliche Verdünnungen umgerechnete Wert der Bildungswärme des  $\text{Hg}_2^{++}$ -Ions — für den Fall des Übergangs aus neutralem Metall in neutrale Lösung — beträgt dann  $U = -44,3 \pm 3,7$  kcal/Mol. Praktisch hypoxysäurefrei läßt sich ferner die konzentrationsabhängige differentielle Adsorptionswärme  $Q_d$  des  $\text{Hg}_2^{++}$ -Ions für dieselbe Lösung zu  $+3,0$  kcal/Mol berechnen. Am Schluß wird auf die Notwendigkeit der Berücksichtigung von Kontaktpotentialen  $e_{\text{Me}/\text{Me}'}$  bei der gegenseitigen Umrechnung von Einzelpotentialen hingewiesen.

Neheim.

**Georg Grube.** (Nach Versuchen von J. Helfer und G. Luz.) Über das elektrochemische Verhalten von Gold und Platin in salzsaurer Lösung. S. f. Elektrochem. **35**, 703—709, 1929, Nr. 9. Der Vorgang der anodischen Goldauflösung nach den Gleichungen:



wurde von dem Verf. näher untersucht und festgestellt, daß der Vorgang der anodischen Goldauflösung auf der ersten Stufe der Potentialkurve eine starke Polarisation zeigt, die besonders bei den niederen Stromdichten auftritt, und zwar durch Erhöhung der Säurekonzentration und der Temperatur etwas vermindert wird, jedoch immer so stark bleibt, daß die anodische Auflösung des Goldes bei Potentialen verläuft, die mindestens um 0,1 Volt edler sind als das Gleichgewichtspotential des Goldes gegen die betreffende Lösung. Bei kathodischer Goldausscheidung in neutraler und salzsaurer Goldchlorwasserstoffsäure bei konstanter Temperatur ergibt sich in neutraler und angesäuerter Lösung eine starke, bis zu 0,2 Volt ansteigende Polarisation der Goldausscheidung, die noch ausgeprägter ist als die bei der anodischen Auflösung. Durch Temperaturerhöhung wird diese Polarisation weitgehend beseitigt. Diese Polarisationsverhältnisse

sind von maßgebendem Einfluß auf das anodische und kathodische Verhalten des Goldes bei der elektrolytischen Raffination. Im Anschluß daran werden ähnliche Untersuchungen über Platin angekündigt. Nehring

**Edgar Reynolds Smith.** Potential differences across the boundary between solutions of mixed univalent chlorides. Bur. of Sta. Journ. of Res. 2, 1137—1143, 1929, Nr. 6 (R. P. Nr. 74). Der Verf. stellte die Hilfe von Silberchloridelektroden die Potentialunterschiede zwischen folgenden Flüssigkeitspaaren und Konzentrationsbereichen fest:

$$\begin{array}{c|c} \text{HCl (0,1)} & \begin{array}{l} \text{HCl (0,1 — 0,1 } x) \\ \text{NaCl (0,1 — 0,1 } x) \end{array} \\ \hline \begin{array}{l} \text{HCl (0,1 — 0,1 } x_1) \\ \text{NaCl (0,1 } x_1) \end{array} & \begin{array}{l} \text{HCl (0,1 — 0,1 } x_2) \\ \text{NaCl (0,1 } x_2) \end{array} \end{array}$$

Gegenüber der allgemein verwendeten Methode der ruhenden Flüssigkeiten ergeben Messungen mit strömenden Flüssigkeiten reproduzierbare Werte. Die erhaltenen Potentialunterschiede stimmen mit den nach der Formel

$$E = \frac{R \cdot T}{F} \cdot n \frac{(1 - N_{\text{Na}}) - x_2 (N_{\text{H}} - N_{\text{Na}})}{(1 - N_{\text{Na}}) - x_1 (N_{\text{H}} - N_{\text{Na}})}$$

erhaltenen sehr gut überein.  $x_1$  und  $x_2$  bedeuten hierin das Verhältnis der Anzahl NaCl-Ionen zur Gesamtelektrolytkonzentration,  $N_{\text{Na}}$  und  $N_{\text{H}}$  sind die Überführungszahlen der Ionen Na und H in Elektrolytlösungen von gleicher Konzentration wie die Gesamtkonzentration der Mischungen. Nehring

**Allen Astin.** A new method for measuring the dielectric constant of conducting liquids. Phys. Rev. (2) 34, 300—309, 1929, Nr. 2. Verf. beschreibt eine Resonanzmethode, in der der Meßkreis induktiv durch die Induktion gekoppelt ist und außer einem Widerstand  $R$  zwei Kondensatoren  $k$  und  $C$  enthält. Zu  $C$  ist ein Widerstand  $x$  parallel geschaltet, der durch die leitende Flüssigkeit, deren DK gemessen werden soll, ersetzt wird. Mit Hilfe eines Röhrenvoltmeters wird die Maximalspannung an  $C$  gemessen.  $C$  ist gleich

$$k \cdot \frac{(\omega^2 L k - 1)}{R^2 k^2 \omega^2 + (\omega^2 L k - 1)^2},$$

also unabhängig von  $x$ . Verf. hat mit dem Röhrenvoltmeter bessere Erfahrung gemacht als mit dem Thermoelement. Eine vorläufige Messung gibt die Änderung der DK schwacher KCl-Lösungen mit der Konzentration wieder. Die DK nimmt ab und erreicht bei einer Konzentration von 0,0005 mol. pro Liter ihr Minimum. Um die Korrekturen nicht zu groß werden zu lassen, wurde die Frequenz nie höher als  $3 \cdot 10^6$  Hertz gewählt. Die Hückelsche Konstante  $\delta$  ergab sich zu 19 Messungen mit Kondensatoren verschiedener Größe und Form gaben nur die Übereinstimmung, wenn die Kopplung extrem lose war. Bei der oben erwähnten Konzentration machten verschiedene Feldstärken nichts auf die DK aus, Übereinstimmung mit neueren Resultaten von Fürth. Zur Eichung der Apparatur diente Benzol ( $s = 2,239 \pm 0,005$  bei  $25^\circ \text{C}$ ). Im Vergleich dazu ergab Wasser  $79,5 \pm 0,5$ . Außer den Werten für KCl-Lösung werden einige Werte für Zuckerlösung mitgeteilt. R. Jaeger

**Hikoo Saegusa and Kuniharu Saeki.** A Preliminary Report on the Temperature and the Apparent Electrical Resistivity of Dielectrics. Sc. Rep. Tôhoku Univ. 18, 231—244, 1929, Nr. 2. Eine experimentelle Untersuchung über die zeitliche Abnahme der scheinbaren Leitfähigkeit von kristallinem Quarz.

Die Messungen von S. W. Richardson [Proc. Roy. Soc. London (A) 92 u. 107] hatten die lange dauernde Abnahme der Leitfähigkeit von Quarz infolge der langsam wachsenden Polarisierung gezeigt. Die Verf. führen folgende Begriffe ein: Die „scheinbare Leitfähigkeit“ ist nach dem Ohmschen Gesetz definiert aus der anliegenden Elektrodenspannung und dem durchfließenden Strom  $R_s = V/i$ . Die „wahre Leitfähigkeit“ ist analog definiert nach der Gleichung  $R = (V - P)/i$ , wobei  $P$  die Spannung der elektrostatischen Polarisierung bedeutet. Die Messungen bestätigen, daß sich endgültige Werte für die Widerstände erst angeben lassen, wenn die Spannung längere Zeit an dem Isolator anliegt. Für Quarz, senkrecht zur optischen Achse geschnitten, beträgt diese Zeit etwa 20 Minuten, für Quarz, parallel zur optischen Achse geschnitten, ungefähr 40 Minuten. Ferner ergab sich das Verhältnis  $R_{s\infty} : R$  für Quarz  $\perp$  zu 1,25; für Quarz  $\parallel$  zu 1,05. Die Größe des scheinbaren Widerstandes beträgt ungefähr  $6 \cdot 10^{14} \Omega \cdot \text{cm}$ . Die experimentelle Anordnung ist dieselbe wie die von S. W. Richardson: Quecksilberkontakte und Schutzringanordnung zur Vermeidung der Oberflächenleitung. Die Strommessung geschieht elektrostatisch durch die fortschreitende Aufladung eines Quadrantenelektrometers.

Graffunder.

Adolf Parts. Über das Dipolmoment des symmetrischen Trinitrobenzols. ZS. f. phys. Chem. (B) 4, 227–233, 1929, Nr. 3. Um den von Williams für das Dipolmoment des symmetrischen Trinitrobenzols angegebenen Wert von  $0,8 \cdot 10^{-18}$  zu prüfen, mißt der Verf. die Dielektrizitätskonstanten der Lösung symmetrischen Trinitrobenzols in Benzol mit einer Schwebungsapparatur bis auf einige Einheiten der vierten Dezimale in einem Temperaturbereich von 10 bis 50° C. Zieht man von der übrigen von der Temperatur innerhalb der Meßfehler unabhängigen Molekularpolarisation von  $54 \text{ cm}^3$  die Molekularrefraktion ab, so bleiben für die Atom- und Dipolpolarisation  $14 \text{ cm}^3$  übrig, so daß der Dipolbeitrag und damit das Moment selbst unbestimmt bleiben. Nur wenn die Atompolarisation Null wäre, würde sich ein Moment von  $\mu = 0,8 \cdot 10^{-18}$  ergeben.

Stuart.

R. J. Clark. On the Direct Determination of the Electrostatic Moments of Molecules. Proc. Roy. Soc. London (A) 124, 689–698, 1929, Nr. 795. Es wird ein Molekularstrahlapparat zur Messung des elektrischen Moments von Molekülen beschrieben. Vorläufige Versuche an Natrium und Kalium ergeben, wie zu erwarten, kein elektrisches Moment. Für  $\text{As}_2\text{O}_3$  wird ein Moment von etwa  $1,3 \cdot 10^{-19}$  gefunden.

Stuart.

C. P. Smyth. The dielectric polarization of liquids. V. The atomic polarization. Journ. Amer. Chem. Soc. 51, 2051–2059, 1929, Nr. 7. Es werden für eine große Reihe von Substanzen die Atompolarisationen  $P_A$  mittels der Beziehung  $P = P_E + P_A + P_M$  berechnet und mit anderen bereits bekannten Atompolarisationen zusammengestellt und eingehend diskutiert. Zur Erklärung der gefundenen Werte reichen die Bindungskräfte zwischen den Atomkernen bzw. Atomgruppen, wie sie von Bates und Andrews aus thermischen Daten und vom Verf. aus der Molekularrefraktion berechnet worden sind, nicht aus. Es zeigt sich ferner, daß die Atompolarisation keine additive Größe ist, aber immerhin mit der Zahl der Atome oder der Zahl der polaren Gruppen im Molekül ansteigt.

Stuart.

Gunnar Hedestrand. Die Berechnung der Molekularpolarisation geöster Stoffe bei unendlicher Verdünnung. ZS. f. phys. Chem. (B) 4, 428–444, 1929, Nr. 5/6. Berichtigung ebenda 3, 406, 1929, Nr. 4/5. Die zur

Berechnung des Dipolmoments benutzte „Molekularpolarisation der gelösten Substanz bei unendlicher Verdünnung“  $P_{2\infty}$  wird bisher aus einer graphischen Extrapolation entnommen, die mit größeren Unsicherheiten behaftet sein kann. Der Verf. ersetzt die graphische Extrapolation durch eine Berechnung mit Hilfe einer Formel; diese wird hergeleitet unter der Voraussetzung, daß die DK ( $\epsilon$ ) und die Dichte ( $d$ ) der Lösung bei kleinen Konzentrationen ( $f_2$  = Molenbruch der gelösten Substanz) bekannt ist:  $\epsilon = \epsilon_1(1 + \alpha f_2 + \dots)$  und  $d = d_1(1 + \beta f_2 + \dots)$  und lautet:

$$P_{2\infty} = \frac{\epsilon_1 - 1}{\epsilon_1 + 2} \frac{M_2 - \beta M_1}{d_1} + \frac{3 M_1 \alpha \epsilon_1}{d_1 (\epsilon_1 + 2)^2}$$

$\epsilon_1$  und  $d_1$  sind DK und Dichte des reinen Lösungsmittels,  $M_1$  und  $M_2$  = Molekulargewicht des Lösungsmittels und der gelösten Substanz. Einige Beispiele erläutern die Anwendung dieser Formel, mit deren Hilfe zum Schluß die Molekularpolarisation und das Dipolmoment einer größeren Anzahl von Substanzen nach den Messungen von J. W. Williams und Mitarbeitern; Smyth, Morgan und Boyce; P. Walden und O. Werner — neu berechnet werden. Neben einer Reihe zahlenmäßiger Abweichungen der neu berechneten Dipolmomente von den extrapolierten ist bemerkenswert, daß dem Zinnjodid, das nach Williams kein Dipolmoment besitzt, nach der Berechnung des Verf. ein Dipolmoment von der Größe  $2,2 \cdot 10^{-18}$  zuzuschreiben ist. M. Russek

**Otto Werner.** Über das Dipolmoment des Antimontrichlorids. ZS. f. anorg. Chem. **181**, 154–158, 1929, Nr. 1/2. Es wird mittels Messungen der Dielektrizitätskonstanten an Lösungen von Antimontrichlorid in Benzol unter Verwendung der Molekularpolarisation der festen Substanz das elektrische Moment von Antimontrichlorid zu  $3,64 \cdot 10^{-18}$  bestimmt. Der große Unterschied der Momente von Antimontrichlorid und Antimontriiodid ( $\mu = 0,4 \cdot 10^{-18}$ ) wird auf den stärker positiven Charakter der Jodatome im Vergleich zu den Chloratomen zurückgeführt. Stuam

**Nina Litvinoff und W. Litvinoff.** Die Dielektrizitätskonstante des Äthyläthers im kritischen Zustande. ZS. f. Phys. **57**, 134–144, 1929, Nr. 1/2. Verf. prüfen die Theorien von Debye und Gans, die kurz ihrem Wesen nach erläutert werden, an Äthyläther bei höheren Temperaturen bis zur kritischen Temperatur. Die DK des flüssigen Äthers wurde von 16 bis 200° in kleinen Intervallen mit ungedämpften Schwingungen (Methode von Dowling) bei einer Wellenlänge  $\lambda = 1500$  m untersucht. Die Ergebnisse sind zum Teil in der folgenden Tabelle wiedergegeben.

$T$ (absol. Temp.)	$\epsilon$ (DK)	$D$ (Dichte nach Young)	$T$ (absol. Temp.)	$\epsilon$ (DK)	$D$ (Dichte nach Young)
401	2,71 <sub>6</sub>	0,5618	463	1,87 <sub>8</sub>	0,3663
416	2,55 <sub>7</sub>	0,5326	465	1,82 <sub>0</sub>	0,3440
431	2,39 <sub>2</sub>	0,5000	466	1,79 <sub>8</sub>	0,3300
441	2,27 <sub>0</sub>	0,4720	467	1,79 <sub>6</sub>	0,29
447	2,18 <sub>1</sub>	0,4518	468	1,77 <sub>6</sub>	0,29
453	2,08 <sub>1</sub>	0,4268	471	1,76 <sub>8</sub>	0,29
457	2,01 <sub>0</sub>	0,4076	473	1,76 <sub>0</sub>	0,29
461	1,92 <sub>4</sub>	0,3822			

Daraus wurden die Funktionen von Clausius-Mosotti, Debye und Gans berechnet. Alle Theorien stimmen in der Nähe des kritischen Punktes nicht mit dem Experiment überein.

*R. Jaeger.*

**Francis R. Cattoir and George S. Parks.** Studies on glass. III. The dielectric constants of glassy and liquid glucose. Journ. phys. chem. 33, 879—882, 1929, Nr. 6. Nach einer elektrischen Resonanzmethode messen die Verff. die Dielektrizitätskonstanten von glasiger und flüssiger Glucose innerhalb des Temperaturintervalls von 200 bis 423° abs. Bei etwa 300° nimmt die Dielektrizitätskonstante mit der Temperatur plötzlich rasch zu und erreicht bei etwa 380° ein Maximum, um bei weiterer Temperaturerhöhung wieder langsam abzunehmen. Die bei Temperaturanstieg gemessenen Werte fallen nicht genau mit den bei Temperaturerniedrigung erhaltbaren Werten zusammen; letztere sind ein wenig größer. Der erwähnte Punkt des plötzlichen Anstiegs der Dielektrizitätskonstanten bei etwa 300° entspricht gerade dem Übergang aus dem glasigen in den flüssigen Zustand.

*Flügge.*

**N. Novosilzew.** Untersuchungen des elektrischen Spektrums des Wassers mit ungedämpften Schwingungen in dem Wellenlängenbereich von 3000 bis 2200 mm. Ann. d. Phys. (5) 2, 515—536, 1929, Nr. 5. Verf. hat systematische Untersuchungen des Wasserspektrums mit ungedämpften Schwingungen von  $\lambda = 3000$  bis 2200 mm vorgenommen. Das ganze Lecherysystem konnte mit der Eingangsbrücke in Wasser eingetaucht werden. Dadurch wurden Fehler beim Einstellen der Flüssigkeitsgrenze im Knoten vermieden und die Ausführung der Messung beschleunigt. Die Messung des Brechungsexponenten für Wasser ergab folgende Mittelwerte:

$\lambda/2$	$N_{17,0^0}$
1500—1400 mm	8,996
1400—1300 „	9,003
1300—1200 „	9,007
1200—1100 „	9,006

Ob diese Zunahme auf eine normale Dispersion hinweist, soll durch weitere Messungen entschieden werden. Anomale Dispersionsstreifen wurden nicht gefunden. Die Genauigkeit der Meßresultate wird auf 0,15 % angegeben.

*R. Jaeger.*

**A. Gyemant.** Bewegungserscheinungen an Dielektriken unter hohen Feldern. Elektrot. ZS. 50, 1225—1227, 1929, Nr. 34. Der Vortrag behandelt folgende vier Fälle von Bewegungen, welche unter dem Einfluß des Feldes an Dielektriken auftreten. 1. Die dielektrische Verschiebung im ungleichmäßigen Felde nach Orten höherer Feldstärke zu. Beispiel: Hochkriechen des Öles an hochgespannten Leitungen. 2. Verschiebung von Doppelschichten an Phasengrenzen. Beispiel: Bewegung von Wassertropfchen oder Fasern im Öl nach der Kathode. 3. Bewegung von raumladungsbehafteten Teilen im Felde. Beispiel: Elektrische Entstaubung. 4. Bewegung durch mechanischen Druck seitens der ionisierten Luft. Beispiel: Elektrischer Wind. — Außer diesen Fällen gibt es noch solche, welche im hohen Felde, jedoch aus einer anderen Ursache entstehen; z. B. zentrifugale Wanderung der Tränkmasse in Kabeln durch abwechselnde Erwärmung und Abkühlung.

*Gemant.*

**Umberto Crudeli.** I sistemi di Rutherford-Bohr. Cim. (N. S.) 6, 243—244, 1929, Nr. 5. [S. 2054.] K. Przibram

**Franz Bauerfeld.** Thermokräfte von Nickelchromlegierungen mit Kohlenstoff-, Silicium- und Eisengehalt. Dissertation Münster 1922, 22 S. Aus genau analysiertem technischen Nickel und Chrom wurden 18 Probestäbe mit einem Cr-Gehalt zwischen 0 und 40 % hergestellt. Sie wurden chemisch analysiert (C-, Si-, Fe-Gehalt genau festgestellt), ihr Gefüge wurde nach Ätzung mikroskopisch bestimmt. An die Probestäbe (5 mm Durchmesser) wurden Konstantandrähte im Sauerstoffgebläse angeschlossen. Die Thermospannungen wurden im Bereich zwischen 0 und 800° C untersucht. Sie steigen mit der Temperatur nahezu linear an (betragen durchschnittlich etwa 40 Mikrovolt pro Grad). Mit zunehmendem Cr-Gehalt der Proben wächst die Thermokraft bis zu einem Gehalt von etwa 10 % Cr, dann wird sie bei weiterer Steigerung des Cr-Gehalts wieder etwas geringer. Die Meßergebnisse einiger Proben weichen beträchtlich ab, sie hatten durchweg abweichenden Kohlenstoffgehalt. Cermak

**H. Reinhold.** Über Thermolyse fester Stoffe (Ludwig-Soret-Phänomen). ZS. f. Elektrochem. 35, 627—631, 1929, Nr. 9. Wird eine homogene Lösung unter den Einfluß eines Temperaturgefälles gebracht, so findet eine Wanderung des gelösten Stoffes in Richtung des Wärmestromes statt, bis ein von der Gesamtkonzentration abhängiger Gleichgewichtszustand eingetreten ist (Ludwig-Soret-Phänomen, Thermolyse). Verf. untersucht den Effekt bei festen Salzen, und zwar bei Mischkristallen mit hoher innerer Diffusion ( $\text{CuJ/AgJ}$ ,  $\text{Cu}_2\text{S/Ag}_2\text{S}$ ,  $\text{CuBr/AgBr}$ ) mit Hilfe der Tubandt'schen Wägemethode. Es werden mehrere Mischkristalle in Form von gepreßten Zylindern aneinandergesetzt und an den Enden der Zylinderreihe eine Temperaturdifferenz von etwa 100° gelegt. Nach Beendigung der Versuche wird aus der Gewichtsänderung der Zylinder die Änderung ihrer Zusammensetzung berechnet. Es ergab sich, daß die Cu-Ionen mit dem Temperaturgefälle, die Ag-Ionen ihm entgegen wandern, nur beim  $\text{CuBr/AgBr}$  war die Wanderung umgekehrt. Es wurden Konzentrationsunterschiede bis zu 30 % erzielt, wobei die Konzentrationsänderung von Zylinder zu Zylinder fast konstant war. Wurde jedoch der gleiche Versuch bei höheren Temperaturen wiederholt, so wurde der Effekt immer kleiner, schließlich fast Null. Der Effekt hängt also nicht nur von der Temperaturdifferenz, sondern auch vom Temperaturgefälle ab. Das läßt sich beim  $\text{CuJ/AgJ}$  an Hand des thermischen Zustandsdiagramms so erklären, daß der Effekt nur eintritt, wenn der benutzte Temperaturbereich Teile des Systems unter die Umwandlungslinie der  $\alpha$ - in die  $\gamma$ -Form bringt, was mit einer Änderung der Überführungszahlen verknüpft ist. Das Eintreten des Effektes auch bei  $\text{CuBr/AgBr}$ , bei denen im untersuchten Temperaturbereich keine Änderung der Kristallstruktur bekannt ist, zeigt, daß der Effekt stets dann eintritt, wenn die Überführungszahlen der zum Mischkristall zusammengeführten Ionen temperaturabhängig sind. Damit ist die thermolytische mit der isothermen elektrolytischen Ionenwanderung verknüpft. Schließlich wird ein qualitativer Zusammenhang der Thermolyse mit dem thermoelektrischen Homogeneffekt (Benedicteffekt) angegeben. Schingnit

**William V. Houston.** The temperature dependence of electrical resistance. Phys. Rev. (2) 34, 547, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Um zu erklären, daß der Widerstand eines reinen Metalls sich mit der absoluten Temperatur zu Null nähert, obgleich es eine Nullpunktsenergie des Kristallgitters gibt, ist es notwendig, die Tatsache in Betracht zu ziehen, daß alle Zusammenstöße der Elektronen mit dem Gitter unelastisch sind und von einer Energie

ertragung begleitet werden. Die Energieübertragung wird beschränkt durch den degenerierten Zustand des Elektronengases und durch die Tatsache, daß bei tiefen Temperaturen viele der elastischen Oszillatoren sich auf den niedrigsten quantentheoretisch möglichen Energiestufen befinden. Drückt man diese Beschränkungen als eine Übergangswahrscheinlichkeit aus, so ist es möglich, ein sehr befriedigendes Gesetz für die Widerstandsänderung mit der Temperatur abzuleiten. Diese Änderung wird für verschiedene Metalle bei sehr tiefen Temperaturen verschieden sein, aber sie wird immer zwischen einer Änderung mit der ersten und einer mit der fünften Potenz der Temperatur liegen. *Sizoo.*

**J. de Haas and J. Voogd.** The change of the electric resistance of hafnium and zirconium between 1,3° K and 90° K. Proc. Amsterdam **32**, 707—709, 1929, Nr. 6. Der elektrische Widerstand von reinem Hafnium und Zirkonium wurde gemessen zwischen 1,3 und 90° K mit dem besonderen Zweck, festzustellen, ob diese Metalle supraleitend werden können. In den Temperaturbereichen des flüssigen Sauerstoffs und des flüssigen Wasserstoffs zeigen die Metalle eine regelmäßige Abnahme des Widerstandes mit der Temperatur. Ein Minimum in der Widerstand-Temperaturkurve, wie Koenigsberger und Schilling bei Zirkonium gefunden zu haben vermeinen, ist nicht vorhanden. Bei Heliumtemperaturen konnte keine Änderung des Widerstandes festgestellt werden. Auch bei der niedrigsten Temperatur (1,35° K) waren die gemessenen Widerstände unabhängig von der Größe des Meßstromes. In dem untersuchten Temperaturbereich war also keine Andeutung dafür zu finden, daß Hafnium und Zirkonium zu den Supraleitern gehören. *Sizoo.*

**J. de Haas, Edm. van Aubel and J. Voogd.** New superconductors. The resistance of alloys at the temperatures of liquid hydrogen and liquid helium. Proc. Amsterdam **32**, 715—723, 1929, Nr. 6. Diese Notiz enthält die Ergebnisse einer Untersuchung über den elektrischen Widerstand in einigen Legierungen bei den Temperaturen des flüssigen Wasserstoffs und des flüssigen Heliums. Es wurden folgende eutektische Legierungen untersucht: Sn—Bi, Sn—Zn, Sn—Cd, Tl—Au, Tl—Cd, Pb—Ag, Pb—Cd, Pb—Sb und Pb—Bi. Alle diese Legierungen enthalten also ein supraleitendes (Sn, Tl, Pb) und ein nichtsupraleitendes Metall. Es trat in allen Fällen die Supraleitfähigkeit auf. Die thermische Übergangslinie von Sn—Bi liegt bei etwas höherer, diejenige von Sn—Zn und Sn—Cd bei etwas niedrigerer Temperatur als die Übergangslinie für Sn. Bei den Tl enthaltenden Legierungen wird die Übergangslinie durch das Vorhandensein von Cd nach der Seite der höheren, durch das Vorhandensein von Au nach der Seite der niedrigeren Temperaturen verschoben. Von den Legierungen mit Blei konnten die Übergangslinien nicht gemessen werden, weil die Übergangstemperaturen zwischen den Temperaturbereichen des flüssigen Wasserstoffs und des Heliums liegen. Beim Siedepunkt des flüssigen Heliums (2° K) waren alle diese Pb-Legierungen schon supraleitend. Die Übergangslinien der Legierungen sind im allgemeinen etwas weniger steil als diejenigen der reinen Metalle. Verff. sind geneigt, eine Erklärung zu suchen für die Verschiebung der Übergangslinien bei den Legierungen, welche diese Erscheinung mit dem bekannten Einfluß von Druck und Spannung auf den Übergangslinien Zusammenhang setzt. *Sizoo.*

**J. de Haas, Edm. van Aubel and J. Voogd.** A superconductor, consisting of two non-superconductors. Proc. Amsterdam **32**, 724—730, 1929, Nr. 6. Die Widerstandsmessungen an Au—Bi-Legierungen, welche das richtige Resultat ergeben hatten, daß die eutektische Mischung supraleitend

wird, sind weiter fortgesetzt. Es wurden die Legierungen Au—Bi 99,5, 90, 60, 40 und 20 % untersucht, welche aus reinstem Gold von Heraeus und reinem Wismut von Ad. Hilger hergestellt waren. Zur Herstellung einer eutektischen Legierung (Au—Bi eut. pur.) wurde dasselbe Gold gebraucht, aber Wismut wurde nach dem Verfahren von Mylius und Groschuff so weit gereinigt, daß Ag und Cu spektroskopisch nicht mehr angezeigt werden konnten und daß von den fünf Bleilinien nur noch eine schwache Andeutung übrigblieb. Au—Bi 99,5 % und Au—Bi 97,5 % bestehen aus großen Bi-Kristallen, welche durch dünne Schichten der festen Lösung von 4 % Au in Bi voneinander getrennt sind. Beide Legierungen zeigen bei 1,96° K eine plötzliche Verminderung des Widerstandes. Es bleibt aber ein residueller Widerstand übrig, der für Au—Bi 97,5 % beträchtlich geringer ist als für Au—Bi 96,5 %. Die Erklärung dafür ist, daß die feste Lösung von 4 % Au in Bi bei 1,96° K supraleitend wird, wodurch der Widerstand der Bi-Kristalle durch die supraleitenden Grenzschichten mehr oder weniger kurzgeschlossen werden kann. Damit stimmt überein, daß für Au—Bi 90, 60, 40 und 20 % der Widerstand bei 1,96° K völlig verschwindet. Die Messungen mit dem Au—Bi eut. pur. machen die Hypothese, daß die Supraleitfähigkeit der Au—Bi-Legierungen auf eine Verunreinigung mit einem Supraleiter (z. B. mit Blei) beruht, äußerst unwahrscheinlich. Es wird zum Schluß die Möglichkeit erwähnt, daß entweder Au oder Bi bei einer bisher noch nicht erreichten Temperatur supraleitend wird, und daß die Supraleitfähigkeit des Eutektikums als Folge einer Erhöhung der Übergangstemperatur des supraleitenden Metalls durch Zufügung des anderen, nichtsupraleitenden Metalls zu betrachten ist.

**W. J. de Haas, Edm. van Aubel and J. Voogd.** The resistance of compounds of metals at the temperature of liquid hydrogen and liquid helium. Proc. Amsterdam **32**, 731—732, 1929, Nr. 6. Die Untersuchung über den elektrischen Widerstand von Metallverbindungen wurde fortgesetzt durch Messung an  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{Au}_4\text{Pb}_2$  und  $\text{Cu}_4\text{Sn}$  bei den Temperaturen des flüssigen Wasserstoffs und des flüssigen Heliums.  $\text{Au}_4\text{Pb}_2$  und  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  sind beide bei 4,2° K (Siedepunkt des Heliums) supraleitend. Von der Supraleitfähigkeit des Zinns ist in der Verbindung  $\text{Cu}_4\text{Sn}$ , ebenso wie nach früheren Messungen in  $\text{Cu}_3\text{Sn}$ , nichts mehr zu bemerken.

**W. J. de Haas and J. Voogd.** On the superconductivity of the gallium compounds. Proc. Amsterdam **32**, 733—734, 1929, Nr. 6. Neue Messungen mit spektroskopisch reinem Gallium bestätigen das früher von den Verff. mit weniger reinem Material erhaltene Ergebnis, nämlich daß Gallium zwischen 1,10 und 1,07° K supraleitend wird.

**W. Seith.** Die Leitfähigkeit fester Bleihalogenide. ZS. f. Phys. **5**, 802—808, 1929, Nr. 11/12. Aus der Zusammenfassung des Autors: Die Leitfähigkeit des nach Tubandt unipolar leitenden  $\text{PbCl}_2$  läßt sich durch die Formel

$$x = 6,55 e^{-\frac{10960}{RT}}$$

darstellen; die des nach Tubandt gemischt leitenden  $\text{PbI}_2$  dagegen durch die zweigliedrige Formel

$$x = 2,99 \cdot 10^{-3} e^{-\frac{10500}{RT}} + 2,69 \cdot 10^{-4} e^{-\frac{27480}{RT}}$$

Dieses Ergebnis wird im Sinne von Phipps, Lansing und Cool so gedeutet, daß im  $\text{PbCl}_2$  unipolare und im  $\text{PbI}_2$  bipolare Leitung vorliegt. K. W. F. Kohlrausch

**Hermine Folmer.** Investigations about the ionising effect of alpha-rays in solid dielectrics. Proc. Amsterdam **32**, 759—769, 1929, Nr. 6. Auf ein Wulfsches Elektrometer ist oben eine mit möglichst gereinigtem und luftfrei gemachtem Paraffin (0,2 mm dicke Schicht) bedeckte Plattenelektrode aufgesetzt; in das noch weiche Paraffin wird von oben eine zweite Plattenelektrode aus Al-Folie (8 Mikron dick) eingedrückt, oberhalb derer eine mit Po aktivierte Platte als Ionisator angebracht ist, deren Strahlen für den Blindversuch abgeschirmt werden können. Nach Anlegen des Feldes wird der nach 6 Stunden eintretende stationäre Zustand abgewartet und hierauf die Strahlung zugelassen. Es zeigt sich ein scharfer Stromanstieg, gefolgt von einem zuerst schnellen, dann langsamen Abfall; wird die  $\alpha$ -Strahlung abgeschnitten und nach hinreichend langer Zeit wieder zugelassen, dann kann die Erscheinung quantitativ reproduziert werden. Zum Unterschied von H. Greinacher, der das Ergebnis ähnlich angelegter und ähnlich verlaufender Versuche auf die Anwesenheit von Luftblasen, also nicht auf einen reellen Ionisationseffekt im festen Körper schiebt, ist die Verf. der vorliegenden Arbeit der Meinung, daß eine wirkliche Ionisation vorliege und stützt diese Ansicht durch Überlegungen und Versuche. *K. W. F. Kohlbrausch.*

**Bianca Nannei.** Metodo per la misura dell'effetto Thomson a differenti temperature. Cim. (N. S.) **3**, 438—465, 1926, Nr. 8. [S. 2159.] *I. Runge.*

**Ernst Baars.** Die Überspannung bei elektrolytischer Bildung des Wasserstoffs. Sitzungsber. Ges. z. Bef. d. ges. Naturw. Marburg **63**, 213—320, 1928, Nr. 10. Verf. bringt eine kritische Besprechung der früheren Arbeiten auf diesem Gebiet, ihrer Methodik, der experimentellen Ergebnisse sowie der verschiedenen Theorien der Überspannung. Er entscheidet sich für die direkte Messung bei geschlossenem Primärstrom und gibt eine genaue Beschreibung der von ihm angewandten, den verschiedenen Problemen angepaßten Versuchsanordnungen. Die Messungen der Überspannung an Elektroden verschiedenen Materials und wechselnder Vorbehandlung führen zu folgenden Ergebnissen (Zusammenfassung des Verf.): 1. Ein Mindestwert der Wasserstoffüberspannung im Sinne eines mit dem Elektrodenmaterial wechselnden und von dem thermodynamisch geforderten Werte abweichenden Abscheidungspotentials existiert nicht. Die Überspannung wächst vielmehr, von dem Werte Null ausgehend, mit von Null ansteigender Stromdichte stetig an. 2. Die Messung der Überspannung bei geschlossenem Primärstrom liefert bis zu Stromdichten von mindestens  $10^{-3}$  Amp./cm<sup>2</sup> aufwärts zuverlässige Werte. Die Kommutatormethode nach Newbery birgt dagegen erhebliche, unvermeidliche Fehlerquellen in sich. Auch das Extrapolationsverfahren nach Glasstone ist Bedenken unterworfen und nicht zu empfehlen. 3. Die Überspannung ist über ein weites Gebiet der Stromdichte eine rein logarithmische Funktion dieser entsprechend der schon von Tafel aufgestellten Beziehung

$$\varepsilon = a + b \cdot \log \frac{J}{2}.$$

Der Widerspruch zu der von Tafel versuchten Deutung hat aber die Konstante  $b$  dieser Gleichung keinen universellen, sondern einen in charakteristischer Weise vom Elektrodenmaterial abhängigen Wert. Die bisherigen Erklärungsversuche für diese Abweichung sind unzureichend. 4. Die Überspannung wächst auch bei konstant gehaltener Stromstärke an allen bisher untersuchten Metallen außer an Quecksilber mit der Dauer der Elektrolyse an. Die Ursache ist in einem fortschreitenden Ausfall aktiver Oberflächenbezirke zu erblicken. 5. Das Ab-

klingen der Überspannung nach Öffnung des polarisierenden Stromes erfolgt über einen beträchtlichen Teil des gesamten Potentialabfalls nach einem ebenfalls rein logarithmischen Gesetz:  $E = a' + b' \log t$ . Die Konstante  $b'$  dieser Beziehung hat für jedes Metall bei entgegengesetztem Vorzeichen den gleichen Absolutwert wie die entsprechende Konstante  $b$  in 3. 6. Das Potential einer Wasserstoff entwickelnden Elektrode ist durch eine lineare Beziehung mit der Anzahl der in der Elektrodenoberfläche sich befindenden Wasserstoffatome verknüpft. Die zur Hervorrufung auch der höchsten bekannten Überspannungen danach erforderliche Wasserstoffmenge in der Oberfläche bleibt weit hinter der zur Ausbildung einer einzigen Atomschicht notwendigen zurück. Alle Gashauttheorien der Überspannung sind hiermit zu verwerfen. 7. Die von Metall zu Metall wechselnde Überspannung und ihre ebenfalls mit dem Material wechselnde numerische Abhängigkeit von der Stromdichte ist in erster Linie durch die Geschwindigkeit bestimmt, mit der die Wasserstoffatome die Elektrodenoberfläche zu verlassen vermögen. Die Annahme einer exponentiellen Abhängigkeit dieser Geschwindigkeit von der Oberflächenkonzentration der Wasserstoffatome und damit vom Elektrodenpotential erlaubt die einheitliche Darstellung der unter 1. und 4. genannten Gesetzmäßigkeiten.

*Dadie*

**Ellen Gleditsch et Liv Gleditsch.** La conductivité électrique des solutions aqueuses de radon. Journ. chim. phys. 25, 290—293, 1928, Nr. 4. Es wird die Leitfähigkeit von Wasser und einigen anderen Flüssigkeiten, in denen RaE<sub>2</sub> gelöst wurde, untersucht. Es ergab sich, daß ein Em-Gehalt von  $13,7 \cdot 10^{-9}$  bis  $235 \cdot 10^{-9}$  Curie keinen merklichen Einfluß auf die Leitfähigkeit besitzt.

*K. W. F. Kohlrausch*

**H. Rieckhoff.** Über Hochfrequenzleitfähigkeit und Dielektrizitätskonstanten wässriger Elektrolytlösungen. Ann. d. Phys. (5) 2, 57—616, 1929, Nr. 5. Die Theorie der Leitfähigkeit starker Elektrolyte von Debye und Hückel wird durch die Untersuchung des Dispersionseffektes, der Leitfähigkeitsänderung von starken Elektrolyten im Hochfrequenzgebiet, nachgeprüft. Die Leitfähigkeit wird durch Vergleich der Wirbelstromverluste, die in einem Elektrolyt im hochfrequenten magnetischen Wechselstromfeld auftreten, ermittelt. Verwendet wird ein ungedämpfter Sender in Barkhausenkurz-Schaltung ( $\lambda = 1$  m), der ähnlich der Anordnung, die bei H. Hellman und H. Zahn [Ann. d. Phys. (4) 81, 711—756, 1926; diese Ber. 8, 616—617, 1927] genau beschrieben ist, an ein Lechersystem angekoppelt ist, das an der Stelle maximalen magnetischen Kraftflusses durch ein bestimmtes Quantum Elektrolytlösung gedämpft wird. Die Lage des Meßgefäßes ist genau fixiert, wobei Metall möglichst vermieden ist. Zur Amplitudenmessung dient eine Ballerteranordnung mit einem Wollastondraht in der Wheatstoneschen Brücke. Ermittelt wird

$$\Delta \sigma = \frac{A_w - A_0}{A_0} \cdot 100 \%,$$

wobei  $A_0$  die Gleichstromleitfähigkeit ist, durch Vergleich dem der Rechnung sehr zugänglichen KCl. Erreichte Genauigkeit  $\pm 0,5\%$  des  $A_0$ -Wertes. Untersucht werden HCl, H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>, Na<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>, BaCl<sub>2</sub>, CuBr<sub>2</sub>, MgSO<sub>4</sub>, CuSO<sub>4</sub>, ZnSO<sub>4</sub>, CdSO<sub>4</sub>, NiSO<sub>4</sub>, MnSO<sub>4</sub>, K<sub>3</sub>Fe(CN)<sub>6</sub>, LaCl<sub>3</sub>, AlCl<sub>3</sub>, K<sub>4</sub>Fe(CN)<sub>6</sub>, Ca<sub>3</sub>[Fe(CN)<sub>6</sub>]<sub>2</sub>, Ba<sub>3</sub>[Fe(CN)<sub>6</sub>]<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>(SO<sub>4</sub>)<sub>3</sub>, Ca<sub>2</sub>Fe(CN)<sub>6</sub>, Ba<sub>2</sub>Fe(CN)<sub>6</sub> in verschiedenen Konzentrationen. Die gemessenen Effekte stehen im allgemeinen in guter, zum Teil in ausgezeichneter Übereinstimmung mit der Theorie des Dispersionseffektes von Debye und Falkenhagen. Bemerkenswerte Abweichungen ergeben sich

hauptsächlich bei Lösungen mit hochwertigen Ionen. Die Leitfähigkeitsänderung in Abhängigkeit von der Ionenvalenz ergibt den nahezu parallelen Verlauf des Ionen- und des Dispersionseffektes, wie folgende Tabelle zeigt:

$\kappa_{0,18^\circ} = 0,001 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$	$n_1 \cdot n_2$	$n_1^2 \cdot n_2^2$	Wien-Effekt $\Delta\sigma$ für 10 000 Volt/cm	Dispersionseffekt $\Delta\sigma$ für $3 \cdot 10^8$ Hertz
$\text{SO}_4 \dots \dots \dots$	1.2	4	0,16	2,3
$\text{Cl}_2 \dots \dots \dots$	2.1	4	0,16	3
$\text{Cl}_3 \dots \dots \dots$	3.1	9	0,33	4,4
$\text{Cl}_3 \dots \dots \dots$	3.1	9	0,23	3,5
$\text{Fe}(\text{CN})_6 \dots \dots \dots$	1.3	9	0,42	5,1
$\text{Fe}(\text{CN})_6 \dots \dots \dots$	1.4	16	0,75	6
$\text{SO}_4 \dots \dots \dots$	2.2	16	1,24	10,5
$\text{SO}_4 \dots \dots \dots$	2.2	16	1,27	10,3
$\text{SO}_4 \dots \dots \dots$	2.3	36	1,9	18
$[\text{Fe}(\text{CN})_6]_2 \dots \dots \dots$	2.3	36	2,0	19
$\text{Fe}(\text{CN})_6 \dots \dots \dots$	2.4	64	3,1	29
$\text{Fe}(\text{CN})_6 \dots \dots \dots$	2.4	64	3,2	32

nach der Einfluß der Temperatur wird untersucht; die theoretischen Voraussetzungen bestätigen sich im wesentlichen. Die von H. Hellmann und H. Zahn (Ann. d. Phys. (4) 80, 191–214, 1926; diese Ber. 7, 1502, 1926; Ann. d. Phys. (5) 81, 711–756, 1926; diese Ber. 8, 616–617, 1927; Phys. ZS. 27, 636–640, 1926; diese Ber. 8, 198, 1927] ausgeführten DK-Messungen in der zweiten Drude'schen Anordnung (Dekrementsmethode) wurden unter dem Gesichtspunkt der Leitfähigkeitsänderung bei Hochfrequenz nachgeprüft; Bezugselektrolyt HCl. Die Messungen bestätigen im allgemeinen die von Hellmann und Zahn erhaltenen Ergebnisse über die DK von Elektrolytlösungen und ergeben, daß auch nach Durchführung der Leitfähigkeitskorrektur für das Hochfrequenzgebiet die Änderung der DK – zumal bei verdünnten Lösungen – gegen die des Lösungsmittels klein bleibt; die Diskrepanz gegenüber der von anderer Seite behaupteten viel größeren DK-Änderung wird hierdurch nicht beseitigt. Die Anwendung der Dekrementsmethode auf verdünnte Lösungen ( $\gamma \sim 10^{-3}$  Mol/Liter) ergibt ebenfalls nur geringe Erniedrigungen der DK. Endlich führen die Untersuchungen mit einer von P. Walden, H. Ulich und O. Werner (ZS. f. phys. Chem. 115, 17–202, 1925; diese Ber. 7, 244–245, 1926) angewandten Resonanzmethode zu dem Ergebnis, daß die erhaltenen DK-Änderungen von der Indikatorankopplung abhängen. Messungen mit einer einwandfreien galvanischen Kopplung ergaben nun in guter Übereinstimmung mit anderen Autoren gleichfalls geringe DK-Änderungen.

J. Dantscher.

**Georg Dressen.** Über die Beeinflussung des Leitvermögens von Silbernitrat in wässrigen und methyllalkoholischen Lösungen und deren Gemischen durch Zusätze von Ammoniak und Pyridin. Dissertation Münster i. W. 1929, 22 S. Setzt man zu Lösungen von Silbernitrat Methylalkohol Pyridin oder Ammoniak, d. h. Stoffe, mit denen das Ag-Ion Komplexe bildet, so tritt eine starke Erhöhung der Leitfähigkeit der Lösung ein, und zwar stärker bei Ammoniak- als bei Pyridinzusatz. In beiden Fällen erreicht die Leitfähigkeitsänderung bei Zusatz von zwei Molen auf ein Mol Silbernitrat schon annähernd ihren Endwert, weiterer Zusatz ändert die Leitfähigkeit

nur unwesentlich. Überführungsmessungen ergaben, daß die Beweglichkeit des Silber-Pyridinkomplexions  $[\text{Ag}(\text{C}_5\text{H}_5\text{N})_2]^+$  erheblich kleiner, die des Silber-Ammoniakkomplexions  $[\text{Ag}(\text{NH}_3)_2]^+$  nur wenig größer ist als die des Ag-Ions. Da ferner Ammoniak und Pyridin in Methylalkohol praktisch Nichtleiter sind, muß die starke Leitfähigkeitserhöhung mit einer Erhöhung des Dissoziationsgrades durch Komplexbildung erklärt werden. Diese Annahme wurde gestützt durch Messungen in wässriger Lösung, wo  $\text{AgNO}_3$  als annähernd völlig dissoziiert angesehen werden muß, wo also dieser Effekt nicht auftreten kann. Es ergibt sich, daß Zusatz von Pyridin zu Silbernitrat in wässriger Lösung die Leitfähigkeit stark vermindert (geringere Beweglichkeit des Komplexions!). Dasselbe gilt für konzentriertere Lösungen von  $\text{AgNO}_3$  bei Ammoniakzusatz. In verdünnten Lösungen (etwa von  $1/50$  norm. an) wurde eine Zunahme der Leitfähigkeit gefunden, was aber darauf beruht, daß die Eigenleitfähigkeit des Ammoniakwassers in wässrigen Lösungen mit ins Spiel kommt. Wasser-Alkoholmischungen zeigen alle Übergänge zwischen den reinen Lösungsmitteln. Schilling

**A. Dumanski, Z. Česchewa und A. Banow.** Ein Leuchteffekt bei der Elektrolyse an Quecksilberelektroden. ZS. f. phys. Chem. (B) **3**, 440—442, 1929, Nr. 6. [S. 2144.] St. Hansa

**O. S. Duffendack and H. L. Smith.** Simultaneous ionization and excitation by positive ions and excited atoms. Phys. Rev. (2) **33**, 1085, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Bei Fortführung der Untersuchungen über gleichzeitige Ionisation und Anregung zweiatomiger, mit einem Edelgas vermischter Gase (Phys. Rev. **29**, 914, 1927) zeigte sich, daß sowohl Ionen wie angeregte Atome wirksam sind. Durch Zufügen von Wasserstoff zu He-CO- und Ne-CO-Mischungen konnten Vergleiche der Wirksamkeit beider Arten von Stößen bei der Anregung verschiedener Zustände des  $\text{CO}^+$  vorgenommen werden. Wasserstoff unterdrückt deutlich die Anregung des  $A'$ -Zustands des  $\text{CO}'$ , insbesondere wenn angeregte Ne-Atome zu dessen Anregung benutzt wurden. Die Wirkung ist wahrscheinlich auf die Nähe der Ionisationsspannung von  $\text{H}_2$  und der kleinsten Anregungsspannung des Ne zurückzuführen. Seu

**F. L. Mohler and C. Boeckner.** Ionization of caesium vapor by line absorption. Phys. Rev. (2) **33**, 1099—1100, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die in Phys. Rev. **27**, 37, 1926 von Mohler, Foote und Chenault mitgeteilten Untersuchungen wurden fortgesetzt. Ionisierung von Cäsiumdampf durch Licht von längerer Wellenlänge als der Grenze wird weitgehend, wenn nicht ausschließlich, durch Absorption der Hauptlinien jenseits der dritten Linie bewirkt. Messungen über das Verhalten von Absorption zu Photoionisation durch Licht von kürzerer Wellenlänge als der Grenze zeigen bei konstantem Druck zwischen  $150^\circ$  und  $230^\circ$  keine Temperaturabhängigkeit auf. Ein verhältnismäßig geringer Gang mit dem Dampfdruck kann möglicherweise durch Absorption in der außerhalb der Ionisationskammer befindlichen Dampfschicht erklärt werden. Zur Trennung der Messungen über die Verringerung der Photoionisation durch eine gesättigte, Cäsium enthaltende Absorptionszelle gemacht. Eine 30 cm lange Säule reduzierte bei  $3600 \text{ \AA.-E.}$  und  $0,015 \text{ mm}$  Druck den Effekt bis auf 10 %, während auf der violetten Seite der Grenze die Änderung unmeßbar ist (unter 1 %). Seu

**George Jaffé.** Zur Theorie der Ionisation in Kolonnen. II. Ann. Phys. (5) **1**, 977—1008, 1929, Nr. 7. Die früher vom Verf. entwickelte Theorie (Ann. d. Phys. **42**, 303, 1913) behandelte die Vorgänge in einer einzelnen Kolonne.

unter der Annahme, daß in den Kolonnen Diffusion und Rekombination nach den normalen Gesetzen erfolgen. Die vorliegende Arbeit erweitert die Theorie nach der gleichen rechnerischen Methode, indem die gleichzeitige Anwesenheit mehrerer Kolonnen und die daraus resultierende Wechselwirkung zwischen ihnen berücksichtigt wird. Die Kolonnen werden als homogen und einanderparallel vorausgesetzt. In § 1 wird der Fall behandelt, daß die Bestrahlungszeit kurz gegen die Beobachtungszeiten ist („einmalige Erzeugung“). Wird regelmäßige Anordnung der Kolonnen vorausgesetzt, so umfaßt die Theorie als Grenzfälle die Einzelkolonne und die homogene Volumionisation; im allgemeinen hängt der zeitliche Verlauf bei der Wahl von geeigneten dimensionslosen Variablen nur vom Verhältnis des anfänglichen Kolonnendurchmessers zum Kolonnenabstand ab. In § 2 werden die Verhältnisse bei beliebiger Strahlungsdauer untersucht, und zwar unter der vereinfachenden Annahme, daß aus jeder Kolonne ein bestimmter (auf Grund von § 1 angebbarer) Bruchteil ihrer Ionen in der Kolonne selbst rekombiniert, während der Rest zur homogenen Volumionisation beiträgt. Es ergeben sich so Formeln für den Anstieg der Ionisationsdichte während der Bestrahlung und für ihr Abklingen nach vorgeschriebener Strahlungsdauer. Der Vergleich mit dem bisher vorliegenden Beobachtungsmaterial in § 3 zeigt, daß die durch direkte zeitliche Beobachtung festgestellten Besonderheiten der Kolonnenionisation von der Theorie ausreichend dargestellt werden.

*G. Jaffé.*

**Lauriston C. Marshall.** The recombination of ions and ions and electrons in gases. Phys. Rev. (2) 34, 541–542, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit einer früher beschriebenen Methode wird gefunden, daß der Wiedervereinigungskoeffizient  $\alpha$  in Luft mit der Dauer  $t'$  der Röntgenbestrahlung und der Rekombinationszeit  $t$  variiert und daher auch eine Funktion der Anfangskonzentration  $n_0$  ist.  $\alpha$  nimmt ab mit wachsendem  $t'$  und  $t$  und nähert sich einem konstanten Werte zwischen 0,8 und 0,9  $\cdot 10^{-6}$ . Die Erklärung gründet sich auf die Annahme, daß die Ionen anfänglich in Paaren auf dem Wege der Röntgenstrahlen verteilt sind. Dies stützt die Theorie von J. J. Thomson, daß die Diffusion im Anfangsstadium des Mechanismus die Hauptrolle spielt. In Argon, wo die Elektronen ziemlich lange frei bleiben, nimmt  $\alpha$  einen nahezu konstanten Wert an, der kleiner ist als der halbe nach der kinetischen Theorie berechnete Wert. Dieser Wert stimmt qualitativ mit den spektroskopischen Ergebnissen von Kenty überein.

*G. Herzberg.*

**Leonard B. Loeb and Lauriston C. Marshall.** The theory of recombination of gaseous ions. Phys. Rev. (2) 34, 542, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird die Bedeutung der neuen Ergebnisse von Marshall (s. vorstehendes Referat) für die Theorie der Wiedervereinigung von Ionen in Gasen diskutiert. Durch Lösung der Differentialgleichung der Brownschen Bewegung zweier Ionen von entgegengesetzter Ladung in einem Gase wird gezeigt, daß bei gewöhnlicher Temperatur die anziehenden Kräfte auf die mittlere relative Verschiebung in einer Zeit  $t$  keinen Einfluß haben, solange die Entfernungen größer als  $10^{-5}$  cm sind. Dieser Schluß ist in guter Übereinstimmung mit der durch Marshalls Untersuchung notwendig gemachten Deutung der Änderung des Wiedervereinigungskoeffizienten  $\alpha$  mit Zeit und Ionenkonzentration. Danach ist auch die Langevinsche Theorie der Wiedervereinigung unhaltbar, die Thomsonsche dagegen bestätigt. Der Koeffizient  $\alpha$  wird nach Thomson berechnet und mit der Beobachtung verglichen. Die Übereinstimmung ist befriedigend.

*G. Herzberg.*

**Irving Langmuir.** The interaction of electron and positive ion space charges in cathode sheaths. Phys. Rev. (2) **33**, 954—989, 1929, Nr. 6. Im ersten Teil der Arbeit gibt Verf. die Theorie des Einflusses positiver Ionen auf die Raumladungsströme zwischen parallelen Platten, wenn die Ionen 1. von der Anode ausgehen, 2. von einem Punkte zwischen Anode und Kathode ausgehen, 3. gleichmäßig im Raume zwischen Anode und Kathode entstehen. Die Arbeit liegt Berechnungen zugrunde, die vor 13 Jahren angestellt worden sind, aber erst nutzbringend weitergeführt werden konnten, nachdem es 1925 gelungen war, positive Ionen in jeder beliebigen Zahl an einer Anode zu erzeugen [Langmuir und Kingdon, Proc. Roy. Soc. London (A) **107**, 61, 1925]. Aus der Theorie folgt, daß einzelne positive Ionen, die mit vernachlässigbarer Geschwindigkeit von der Anode ausgehen, den Elektronenstrom im Verhältnis  $0,378 \cdot \sqrt{m_p/m_e}$  ( $m_p$  = Masse des Ions,  $m_e$  = Masse des Elektrons) vermehren. Bei unbegrenztem Ionenaustritt nähert sich der Elektronenstrom einem Werte, der den 1,86fachen Betrag des Stromes bei Ionenabwesenheit ausmacht. Elektronenstrom und Ionenstrom finden dabei ihre Grenze in der Raumladung; das elektrische Feld ist symmetrisch zwischen den Elektroden verteilt. Entstehen jedoch die Ionen an Punkten zwischen Anode und Kathode, so erreicht der Elektronenstrom ein Maximum, wenn der Quellpunkt so liegt, daß sein Abstand von der Kathode vier Neuntel des Abstandes Kathode—Anode ausmacht. Der Zuwachs beträgt  $0,582 \sqrt{m_p/m_e}$ . Werden Ionen ohne nennenswerte Anfangsgeschwindigkeit gleichmäßig im ganzen Raume erzeugt, so resultiert eine parabolische Potentialverteilung zwischen Anode und Kathode, d. h. es entsteht unter ganz bestimmten Verhältnissen ein Potentialmaximum — größer als das Potential an den Elektroden — im Raume. Dieses bedingt — wie Verf. zeigt — einerseits Gebiete großer Feldstärke, welche die Elektroden bedecken, die sogenannten „sheaths“ und andererseits relativ feldfreie Gebiete, wo positive und negative Raumladungen sich nahezu ausgleichen; vom Verf. „plasma“ genannt. Plasma und sheath unterscheiden sich wesentlich in ihren Eigenschaften. Mit vereinfachten Annahmen wird zunächst ihre Theorie gegeben und dann für einen speziellen Fall unter Berücksichtigung der Anfangsgeschwindigkeiten die Rechnung für den Zusammenhang bzw. Übergang von plasma zu sheath gegeben. Im zweiten Teil folgen kurze Angaben über Experimente, die zur Bestätigung der Theorie ausgeführt wurden. Im Versuch (Experiment 559) wurde mit großer Kathode (Oberfläche mit Bariumoxyd überzogen) in Quecksilberdampf bei niedrigem Druck gearbeitet. Die Versuche ergaben in Übereinstimmung mit der Theorie Unabhängigkeit der Elektronenstromdichte von der Kathodentemperatur. Das Verhältnis Elektronenstrom zu Ionenstrom  $i_e/i_p$  ergab sich zu 140. Es war unabhängig vom Gasdruck und damit von der Intensität der Ionisation. Der Wert des Verhältnisses selbst betrug jedoch nur 40 % des theoretisch berechneten Wertes. Für die Abweichungen wird der ungleichmäßige Überzug der Kathode verantwortlich gemacht. Ähnliche Resultate ergaben Versuche mit Röhren, die zwei Kathoden enthielten. Abgesehen von der Diskrepanz zwischen  $(i_e/i_p)_{\text{theor.}}$  und  $(i_e/i_p)_{\text{exp.}}$  waren die Versuche in guter Übereinstimmung mit der „double sheath“-Theorie, die eine Proportionalität zwischen  $i_e$  und  $i_p$  verlangt. A. Krenkel.

**C. H. Thomas und O. S. Duffendack.** Anode spots and their relation to the absorption and emission of gases by the electrodes of a Geissler discharge. Phys. Rev. (2) **33**, 1093—1094, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) In einer Geissleröhre, Entladung in  $H_2$ ,  $N_2$  oder  $CO_2$  bei Drucken von 0,5 bis 12 mm und Elektrodenabständen von 5 bis 30 cm, teilt sich das anodische Glimmlicht in eine Anzahl von hellen halbkreisförmigen Flecken v.

mehr oder weniger symmetrischer Anordnung auf, wenn die Polarität einer Gleichstromentladung umgekehrt wird. Mackay fand unter abweichenden Bedingungen eine ähnliche Erscheinung bei Helium (Phys. Rev. **15**, 309, 1920). Eine notwendige Bedingung für die Bildung dieser Flecke ist, daß die Anode durch Elektronenbombardement Gas abgibt. Diese Vermutung bestätigt sich durch das Fehlen der Flecke bei Verwendung einer gründlich entgasten Anode und durch Auftreten derselben in Sauerstoff bei einer vorher mit CO gesättigten Anode. An einer Anode von 34 mm Durchmesser wurden bis zu 75 in fünf konzentrischen Ringen angeordnete Flecke beobachtet. Die Bedingungen, welche Anzahl, Größe und Lebensdauer der Flecke bestimmen, wurden ermittelt. Die Bildung der Anodenflecke wurde benutzt, um zu beweisen, daß Kathode und Anode Gas absorbieren bzw. emittieren in Mengen, die von der Stromdichte, dem Gasdruck, Art des Gases und Elektrodentemperatur abhängen. Die Fleckenbildung wurde an allen benutzten Anoden beobachtet: Eisen, Nickel, Kupfer, Messing und Aluminium. Die Erscheinungen sprechen dafür, daß die Gase ziemlich tief in das Metall eindringen. *Sewig.*

**L. J. Neuman.** The mechanism of the spark discharge. Phys. Rev. (2) **34**, 550, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Bekanntlich ist es in einer selbständigen elektrischen Entladung notwendig, daß Elektronen aus der Nähe der Elektrode durch irgendeinen Mechanismus außer der stufenweisen Ionisation des Gases entfernt werden. Die möglichen Mechanismen sind diejenigen, die abhängen a) von dem Gase und der Geschwindigkeit der positiven Ionen, b) vom Gase, Kathodenmaterial und Geschwindigkeit der positiven Ionen, c) vom Gase und von der Kathode, aber unabhängig sind von der Geschwindigkeit der positiven Ionen. Es wurde eine besondere Entladungsröhre benutzt, um diese Mechanismen experimentell zu unterscheiden. Es wird gezeigt, daß a) in Argon bei niedrigem Druck das Kathodenmaterial bei dem Mechanismus der Entladung eine wichtige Rolle spielt, wie schon früher von Holst und Oosterhuis und J. Taylor gefunden wurde; b) unter diesen Bedingungen der größte Teil der Elektronen durch die Energie der auf die Kathode auflappenden positiven Ionen erzeugt wird; c) mit wachsendem Druck die Energie vom Kathodenmaterial unabhängig wird. *G. Herzberg.*

**Paul F. Gaeher.** Some uses of alternating current supply. Journ. Opt. Soc. Amer. **18**, 488—491, 1929, Nr. 6. [S. 2050.] *Lohrmann.*

**Hidenori Hamada.** Spectroscopic Observations of the Low Voltage Nitrogen Arc. Sc. Reports Tôhoku Univ. **18**, 155—164, 1929, Nr. 2. [S. 2133.] *Harries.*

**W. R. Ham.** The use of the Schottky relation in the determination of the thermionic work function of tungsten. Phys. Rev. (2) **33**, 1083, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Daten für die Thermoelektronenemission von Wolfram führen auf eine Methode, unabhängig von  $T$  die Arbeitsfunktion  $\Phi$  zu messen und zu untersuchen. Die angenommene Emissionsgleichung ist  $i_0 = A e^{-(\Phi e/kT)}$ . Durch Einsetzung in die Schottkysche Gleichung ergibt sich logarithmisch:  $\log i = \log A - [\Phi e + e^{3/2} (dV/dx)^{1/2}]/kT$ . Trägt man die Werte von  $\log i$  und  $(dV/dx)^{1/2}$  für eine bestimmte Temperatur auf, so ergibt sich:  $\log A - \Phi e/kT = J$ ,  $e^{3/2}/kT = S$  oder:  $\log A = J + \Phi S/e^{1/2}$ , und für eine Schar solcher bei verschiedenen Temperaturen aufgenommenen Kurven, wobei  $\Phi$  als Konstante betrachtet wird:  $\Phi = e^{1/2} (-\delta J/\delta S)$ . Trägt man für

derartige Werte  $J$  gegen  $S$  auf und erhält eine Gerade, so kann man schließen, daß  $\Phi$  für die angenommene Emissionsgleichung konstant ist. Zeigt sich andererseits keine Linearität, so kann man aus der Abweichung von der geraden Linie bestimmen, wie die Temperaturabhängigkeit von  $\Phi$  verläuft, und so experimentell auf die richtige Form der Emissionskurve mit invariantem  $\Phi$  kommen. Als Vorteil wird für diese Methode in Anspruch genommen, daß keine genauen Temperaturmessungen erforderlich sind und die Werte für den Potentialgradienten  $\partial V/\partial x$  auch nur relativ genau sein müssen.

Sewi

**H. L. Van Velzer and W. R. Ham.** Thermionic emission from tungsten and the Schottky equation. Phys. Rev. (2) **33**, 1083, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Messungen der Elektronenströme von erhitzten Wolframdrähten zeigen, daß die Schottkysche Gleichung:

$$\log i = \log i_0 + e^3/2 (dV/dx)^{1/2}/(kT)$$

mit genügender Genauigkeit erfüllt ist, um als Grundlage zur Bestimmung der Elementarladung  $e$  zu dienen. Das Verhalten der Emission von dünnen Drähten während des Hochbrennens ist ähnlich dem von Millikan u. a. gefundenen. Es gibt einen vorübergehenden „clean-up-Effekt“ durch starke elektrische Felder, außer dem durch die üblichen Methoden erreichten Vorgang. Bei Anwendung dieses Verfahrens ergibt sich Gültigkeit der Schottkyschen Gleichung bis zu Feldern von  $10^6$  Volt/cm, ohne daß Anzeichen für das Erreichen einer oberen Grenze beständen.

Sewi

**N. B. Reynolds.** Schottky effect and contact potentials of thoriated tungsten filaments. Phys. Rev. (2) **33**, 1083, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Versuche von Becker und Müller über die schlechte Sättigung der Elektronenströme von thorierten Drähten wurden unter verschiedenen Versuchsbedingungen wiederholt. Die Abweichungen der Werte von der Schottkyschen Kurve scheinen vom Thoriumgehalt der Oberfläche unabhängig zu sein und nur von der Feldstärke abzuhängen. Bei Gradienten von  $10^4$  Volt/cm höher ist die Schottkysche Gleichung streng erfüllt. Beschießung der Glühkathode mit positiven Ionen von 500 Volt Geschwindigkeit verursacht eine nachfolgende größere Abweichung von dieser Kurve, indem es schwierig wird mit Gradienten von  $3 \cdot 10^4$  Volt/cm Sättigung zu erreichen. Die Emission bei hohen Feldstärken kann durch diesen Prozeß tatsächlich vergrößert werden, was auf eine möglicherweise vorhandene Aufräuhung der Oberfläche zurückgeführt wird. Die Änderung des Kontaktpotentials eines thorierten Heizdrahtes mit  $\Theta$ , dem mit Thorium bedeckten Prozentsatz der emittierenden Oberfläche, wurde nach der Methode der retardierenden Potentiale untersucht. Es tritt ein positiver Temperaturkoeffizient auf. Berücksichtigt man dies, so stimmt der Gang des Kontaktpotentials mit  $\Theta$  quantitativ mit der resultierenden Änderung von  $b_0$  in der Emissionsgleichung überein. Die emittierten Elektronen zeigen die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung, außer in der Nähe des Potential-Null, was zurzeit weiter verfolgt wird.

Sewi

**Vernon C. Macnabb.** The production of emission from oxide coated filaments: A process phenomenon. Journ. Opt. Soc. Amer. **19**, 33—41, 1929, Nr. 1. An Hand zahlreicher Versuche werden die verschiedenen Methoden diskutiert, mit denen man einen mit einer Ba- oder Sr-Oxydschicht versehenen Draht zur Elektronenemission aktivieren kann. Allgemein ergibt sich dabei, daß die geeignete chemische Zusammensetzung der Schicht und ihre entsprechende

ung an den Drahtkern noch nicht zu genügender Emissionsfähigkeit aus-  
ht, daß hierzu der Draht vielmehr in bestimmter, eingehend untersuchter  
ise einem Gas- bzw. Ionenbombardement unterworfen werden muß. Das  
zu geeignetste Gas (wahrscheinlich  $\text{CO}_2$ ) wird aus der Oxyd- oder Carbonat-  
icht des Drahtes selbst entbunden. Die Bindung zwischen dem Drahtkern  
l der Oberflächenschicht trägt kaum mehr als zur mechanischen Festigung  
das Kernmaterial ist, vorausgesetzt, daß es keine chemische Reaktion mit  
Oxydschicht eingeht, für die Elektronenemission ohne Einfluß. *Auer.*

**bert B. Brode.** The Absorption Coefficient for Slow Electrons in  
cury Vapour. Proc. Roy. Soc. London (A) **125**, 134—142, 1929, Nr. 796.  
r Wirkungsquerschnitt von Hg-Dampf wird mit vereinfachter Ramsauer-  
paratur unter besonderen Vorsichtsmaßregeln nochmals (diese Ber. **7**, 1072,  
26) gemessen. Im Gegensatz zu Beuthe (1927) stimmen die Resultate mit  
en der amerikanischen Autoren (Brode 1925, Maxwell 1926, Jones 1928)  
riedigend überein. Der Wirkungsquerschnitt von Hg-Dampf hat bei 35 Volt  
lektronengeschwindigkeit ein flaches Maximum und bei 20 Volt ein flaches  
nimum, um dann bis zur kleinsten untersuchten Strahlgeschwindigkeit steil  
zusteigen (bei 1 Volt beträgt der Wirkungsquerschnitt von Hg-Dampf bereits  
 $0\text{ cm}^2 = 4,5\text{fache Höhe des Argonmaximums!}$ ); eine kleine Erhebung der  
urve bei etwa 5 Volt (Anregungsspannung des Hg-Dampfes!) scheint reell  
sein. *Kollath.*

**G. Slack.** Low voltage electron impacts in hydrogen. Phys. Rev.  
**33**, 1085, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurden Versuche über  
e Wirkung von Elektronenstößen auf Wasserstoff gemacht, wobei eine Drei-  
ktrodenröhre mit Oxydkathode angewendet wurde. Das Gas durchströmte  
e Röhre unter Drucken von 0,05 bis 0,50 mm Hg. Die Kurven, die die Ände-  
ngen des Elektronenstromes mit dem angeregten Potential darstellen, stimmen  
allgemeinen mit den von Duffendack (Phys. Rev. **20**, 1922), Olmstedt  
ys. Rev. **20**, 1922) und von Richardson und Tanaka [Proc. Roy. Soc.  
ondon (A) **106**, 1924] angegebenen überein. Die Knicke unter 10,2 Volt in den  
urven von Richardson und Tanaka, die von diesen auf die Anwesenheit  
n Hg-Dampf zurückgeführt werden, treten nirgend auf, wodurch also diese  
ermutung gestützt wird. Spektroskopische Beobachtungen wurden in dem  
dfreien Raume zwischen Gitter und Anode vorgenommen. Die Aufnahmen  
gen keine Balmerlinien, aber einige des zweiten Wasserspektrums bei 13 Volt  
reinem Wasserstoff. Es wurde nur Elektronenstoß zur Anregung der Strahlung  
gewendet. *Sewig.*

**ylord P. Harnwell.** Electron Scattering in Hydrogen. Phys. Rev.  
**34**, 162—163, 1929, Nr. 1. Die früher beschriebene Versuchsanordnung zur  
ntersuchung der Winkelstreuung der Elektronen in Wasserstoff (Phys. Rev.  
**35**, 559, 1929) wird verbessert. Der Anteil des atomaren Wasserstoffs in der  
rsuchsröhre betrug etwa 70%. Der früher bei 12 Volt gemessene Geschwindig-  
ttsprung infolge unelastischer Zusammenstöße wurde jetzt zwischen 10,5 und  
Volt gefunden. Ein weiterer Sprung liegt zwischen 8 und 9 Volt. Eine theo-  
ische Deutung hierfür ist nicht bekannt. Die Streuung in Wasserstoffmolekülen  
etwas größer als die in Atomen. Der Anteil der unelastisch gestreuten Elek-  
onen sinkt von kleinen zu großen Streuwinkeln schneller als der entsprechende  
eil der elastisch gestreuten Elektronen. *Rupp.*

**Charles J. Brasefield.** The densities of hydrogen spectral lines as a function of the electronic velocity of excitation. *Phys. Rev.* **34**, 431–437, 1929, Nr. 3. Es werden die Anregungsfunktionen der Hauptlinien der Singulett- und Triplettssysteme von  $H_2$  und zum Vergleich auch diejenigen von  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  zwischen 19 und 220 Volt bei konstantem Strom und Gasdruck qualitativ untersucht. Alle Singulettlinien haben ein deutliches Maximum der Intensität zwischen 30 und 35 Volt. Die Triplettlinien scheinen wenig unterhalb 19 Volt, der unteren Beobachtungsgrenze, ein solches Maximum zu haben. Die Intensität von  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  nimmt unterhalb 30 Volt sehr rasch ab. Es werden außerdem die Kurven der relativen Intensität verschiedener Singulett- und Triplettlinien in Abhängigkeit von der Elektronengeschwindigkeit diskutiert und vorgeschlagen, dieses Intensitätsverhältnis zur Festlegung der Elektronengeschwindigkeit bei gewissen Entladungsarten (z. B. der elektrodenlosen Röntgenentladung) zu benutzen.

G. Herzberg

**Walter H. Brattain.** Efficiency of excitation by electron impact and anomalous scattering in mercury vapor. *Phys. Rev.* (2) **34**, 475–485, 1929, Nr. 3. Es wurde die Anregungsfunktion des 6,67 Volt-Resonanzniveaus von Hg in dem Bereich 6,67 bis 7,07 Volt in Stufen von 0,1 Volt qualitativ untersucht. Die Messung erfolgt durch Bestimmung der Zahl der Elektronen, die einen Energieverlust von 6,67 Volt erlitten haben, indem diese durch ein schwaches Gegenfeld ausgesondert werden. Die Gesamtzahl der Stöße wird aus dem experimentell bestimmten Wert der mittleren freien Weglänge ermittelt. Die Ausbeute erreicht ein Maximum von 6% bei 6,77 Volt und fällt dann auf 4% bei 7,07 Volt. Außerdem wurde die Zahl der beim elastischen Stoß mit Hg stark abgelenkten Elektronen in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit zwischen 2 und 10 Volt in Stufen von 0,2 Volt gemessen. Diese Zahl folgt keine glatte Kurve, sondern bei bestimmten Geschwindigkeiten ist sie besonders groß, und zwar am auffälligsten bei 4,9, 5,7 und 6,3 Volt, weniger auffällig bei 9,6, 10,3 und 11,1 Volt.

G. Herzberg

**G. P. Thomson.** Diffraction of Cathode Rays. III. *Proc. Roy. Soc. Lond.* (A) **125**, 352–370, 1929, Nr. 797. Die Arbeit ist eine Fortsetzung der früheren in derselben Zeitschrift veröffentlichten Beugungsversuche. Die Versuchsanordnung ist genau so wie damals; Kathodenstrahlen von der Größenordnung von 30000 Volt gehen durch eine dünne Folie kristallinen Materials. Hierin entstehen von den abgebeugten Elektronen auf einer photographischen Platte Beugungsringe, die genau so zustande kommen wie Debye-Scherrer Diagramme bei Röntgenstrahlen. Bei den früheren Versuchen wurden Folien aus gehämmertem Material benutzt. Da bei dieser Bearbeitung die kristalline Anordnung besondere Richtungen bevorzugte, wurden die neuen Folien durch Kathodenzerstäubung gewonnen. Die Herstellung solcher lochfreier Folien von  $10^{-6}$  cm Dicke wird eingehend beschrieben. Die Beugungsbilder, die hier erhalten wurden, sind — wie eine Abbildung zeigt — wesentlich besser als früher und zeigen weitere Ringe noch höherer Ordnung. Auch die rechnerischen Daten sind genauer. Au, Ag, Pb, Fe, Ni, W und Al wurden neu untersucht. Die Beugungsringe ließen keine Deutung zu, da wohl Wolframverbindungen vorhanden waren. Bei den Nickelfolien ergab sich eine unerwartete Struktur, nämlich hexagonale dichteste Kugelpackung. Es ist das der erste Fall der Entdeckung einer unbekannten Kristallstruktur durch Elektronenbeugung. Im Hinblick auf die Versuche von Rupp, bei denen Beugung mit nur 180 bis 300 Volt-Elektronen erhalten wurden, suchte der Verf. die untere Grenze zu bestimmen,

er mit seinen Folien noch Ringe erhalten werden konnten. Sie lag bei 10000 bis 5000 Volt. Versuche, Ringe mit 300 Volt zu erhalten, waren erfolglos. Diese Diskrepanz wird eingehend erörtert. Da eine selektive Durchlässigkeit für 180 bis 300 Volt-Elektronen vom Verf. nicht als erwiesen angesehen wird, werden die Resultate dadurch erklärt, daß die Folien, wie auch Rupp annimmt, viele Stellen ganz besonders geringer Dicke besessen haben. Zum Schluß wird eine photometrische Auswertung der Beugungsringe an Gold wiedergegeben, die die Abhängigkeit der Streuung vom Winkel für die verschiedenen Atome zeigt. Die Kurve ist der theoretischen und der durch Röntgenstrahlen erhaltenen analog; sie fällt jedoch steiler ab als letztere. *Schmerwitz.*

**J. C. McLennan, M. W. Perrin and H. J. C. Ireton.** The Action of High Speed Cathode Rays on Acetylene. Proc. Roy. Soc. London (A) **125**, 246—262, 1929, Nr. 797. Kathodenstrahlen, die von einer Glühkathode im Hochvakuum erzeugt werden, passieren ein Lenardfenster und gelangen in einen mit Acetylen gefüllten Zylinder. Der Druck des Acetylens (zwischen 0,3 und 45 cm Hg) wird vor und nach der Bombardierung gemessen, und eine Druckänderung wird oberhalb einer Kathodenstrahlgeschwindigkeit von 85 kV wahrgenommen. Hierbei lagert sich ein gelber Niederschlag an den Zylinderwänden ab. Dieser ist wahrscheinlich ein Polymerisationsprodukt des Acetylens, er besitzt keinen nennenswerten Dampfdruck, ist nicht kristallin, seine Dichte ist 0,97, sein Brechungsquotient 1,625, durch Kathodenbestrahlung wird er nicht in Acetylen zurückverwandelt. Für eine gegebene Elektronengeschwindigkeit ist die Druckabnahme des Acetylens proportional seinem Druck, die Geschwindigkeit der Reaktion wächst mit steigender Elektronengeschwindigkeit. Die Zahl der reagierenden Molekeln ist etwa gleich der Zahl der vom Kathodenstrahl erzeugten Ionen. *O. Klemperer.*

**F. Rasetti.** Further Investigation on Incoherent Scattering in Gases. Nature **124**, 93, 1929, Nr. 3116. [S. 2124.] *Stuart.*

**Elliot Q. Adams.** The Capture of Electrons by  $\alpha$ -Particles. Phys. Rev. (2) **34**, 537, 1929, Nr. 3. In einer hier kürzlich referierten Arbeit haben Bergen Davis und A. H. Barnes gezeigt, daß Elektronen von  $\alpha$ -Teilchen eingefangen werden nicht nur, wenn das beschleunigende Potential den Elektronen dieselbe Geschwindigkeit gibt, wie sie die  $\alpha$ -Teilchen besitzen, sondern auch, wenn die Gleichung erfüllt ist  $E_n = (V_0^{1/2} - V_n^{1/2})^2$ , worin  $E_n$  das Ionisationspotential von  $\text{He}^+$  im  $n$ -ten Quantenzustand ist. Der Verf. macht in einer Zusage an die Phys. Rev. einige Bemerkungen zu dem Mechanismus dieser Erscheinung. *K. W. F. Kohlrausch.*

**Richard M. Sutton and J. C. Mouzon.** Ionization of nitrogen and air by positive ion bombardment. Phys. Rev. (2) **34**, 547—548, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Frühere Untersuchungen über die Ionisation von Argon und Neon durch Kaliumionen wurden auf Stickstoff und Luft ausgedehnt. Beide Gase zeigen Ionisation bei beschleunigenden Spannungen über 100 Volt und bei Drucken zwischen 0,1 und 0,7 mm. Die anormal hohen Drucke bestätigen wiederum, daß die mittlere freie Weglänge der positiven Ionen sehr groß ist. Die Ionisation bei 750 Volt in den untersuchten Gasen ist, ausgedrückt als die Zahl der Ionen, die von jedem anfänglich vorhandenen Ion pro Zentimeter Weg bei 1 mm Druck gebildet werden, bei Argon 0,288, bei Neon 0,112, bei Stickstoff 0,124, bei Luft 0,098, bei Wasserstoff unterhalb der Beobachtungsgrenze.

Diese Ausbeuten sind kleiner als 4% der maximalen Ausbeute bei der Ionisation dieser Gase durch Elektronenstoß (K. T. Compton und Van Voorhis, *Phys. Rev.* **26**, 436, 1925).

G. Herzberg

**Berta Karlik.** Neuere Arbeiten zur Szintillationsmethode. *Verh. D. Phys. Ges.* (3) **10**, 20–21, 1929, Nr. 2. Bei der Besprechung einiger Arbeiten zur Szintillationsmethode wird auf eine scheinbare Diskrepanz in den Ergebnissen von Chariton und Lea und denen der Verf., den Abfall der Zahl der beobachtbaren  $\alpha$ -Teilchen bei abnehmender Helligkeit der Lichtblitze betreffend, hingewiesen. Es zeigt sich, daß diese Unstimmigkeit im wesentlichen auf die völlig verschiedenen benutzten Versuchsanordnungen beruht. Berücksichtigt man nämlich die räumliche Verteilung des Szintillationslichtes und die Lichtverluste im Beobachtungsmikroskop bei den Karlikschen Versuchen, so zeigt sich, daß die Ergebnisse der englischen Autoren durchaus mit denen von Karlik zu vereinigen sind.

H. H. Hupfeld

**G. v. Hevesy und W. Seith.** Der radioaktive Rückstoß im Dienste von Diffusionsmessungen. *ZS. f. Phys.* **56**, 790–801, 1929, Nr. 11/12. [S. 20566]

K. W. F. Kohlrausch

**Alex. Müller.** A Spinning Target X-ray Generator. *Nature* **124**, 122, 1929, Nr. 3117. Die Energiedichte am Brennfleck eines Röntgenrohres kann wegen der Wärmeentwicklung und der von dieser schließlich herrührenden Zerstörung der Oberfläche der Antikathode nicht unbegrenzt gesteigert werden. Wenn also die Energiedichte über das bisher übliche Maß hinaus erhöht werden soll, muß die Wärme radikaler als bisher beseitigt werden. Dies kann in verhältnismäßig einfacher Weise dadurch geschehen, daß man den Brennfleck auf die Peripherie einer rotierenden Scheibe rückt. Außerdem muß noch durch eine Wasserkühlung die Wärme von der Antikathode im ganzen abgeleitet werden. Vom Verf. ist nach diesen Prinzipien ein Ionenrohr ausgebildet worden. Die Umdrehungszahl beträgt 2000 pro Minute.

Schocken

**N. Akulov.** Zur Atomtheorie des Ferromagnetismus. *ZS. f. Phys.* **54**, 582–587, 1929, Nr. 7/8. Der Verf. gibt die allgemeine Beziehung zwischen der Änderung der inneren Energiedichte des Eiseneinkristalls und der Fläche zwischen den entsprechenden Magnetisierungskurven für die gegen die Hauptachsen des Kristalls verschieden geneigten Feldrichtungen, sowie die allgemeine Formel zur Berechnung dieser Fläche; ferner leitet er die Beziehung zwischen dieser Fläche und der Magnetostriktion ab. Ein näheres Eingehen auf die Einzelheiten verbietet der mathematische Charakter des Aufsatzes, zumal im allgemeinen nur die Hauptpunkte gegeben werden und die Zwischenrechnungen dem Leser überlassen bleiben. Mit den bisherigen Messungsergebnissen scheinen die theoretisch gewonnenen Werte auch quantitativ gut übereinzustimmen.

Gumlich

**P. Kapitza.** Magnetostriction of Diamagnetic Substances in Strong Magnetic Fields. *Nature* **124**, 53, 1929, Nr. 3115. Die Erscheinung der Magnetostriktion kann auf zwei verschiedene Ursachen zurückgeführt werden, einmal auf die Wirkungen des magnetischen Feldes auf die Magnetpole des magnetisierten Körpers, die „klassische Magnetostriktion“, die bei paramagnetischen Körpern eine Ausdehnung und bei diamagnetischen eine Zusammenziehung zur Folge hat und durch die magnetische Suszeptibilität und die elastischen Eigenschaften des betreffenden Körpers bestimmt ist. Sie ist auch bei stark diamagnetischen Körpern sehr klein, und zwar ist z. B. bei Bi  $\delta e/e$  von der Größenordnung 1,3 · 10<sup>-6</sup>.

bei 300 kG. Außerdem ist aber bei Verwendung sehr starker Felder noch eine zweite Art von Magnetostriktion zu erwarten, nämlich die „Atommagnetostriktion“, die von der Wirkung des Feldes auf den Verband zwischen den einzelnen Atomen herrührt, die aber bis jetzt mit den verhältnismäßig niedrigen verfügbaren Feldstärken noch nicht aufgefunden werden konnte. Der Verf., dem es bekanntlich gelungen ist, außerordentlich starke, wenn auch nur ganz kurze Zeit wirkende Felder von der Größenordnung 300 kG herzustellen, konnte nach einer besonderen, noch nicht näher besprochenen Anordnung an gezogenen Bi-Stäben mit derartigen Feldern Kontraktionen nachweisen, die nur wenig größer waren als die bekannte „klassische“, während der Effekt bei Einkristallstäben sehr viel größer war und nur der Atommagnetostriktion zugeschrieben werden konnte. Es ergab sich eine Ausdehnung, wenn die trigonale Achse mit der Feldrichtung zusammenfiel, dagegen eine Zusammenziehung, wenn sie senkrecht dazu stand. Die Größenordnung beider ist die gleiche, so daß sich bei einem polykristallinen Stabe die Wirkungen ungefähr aufheben müssen. Bei Zimmertemperatur erfolgen die Längenänderungen in Abhängigkeit von der Feldstärke nach einem quadratischen Gesetz, und zwar ändert sich die Länge bei 300 kG um  $5 \cdot 10^{-5}$ , der Effekt ist also größer als bei ferromagnetischen Stoffen, während bei den bisher verwendeten niedrigen Feldstärken kein Effekt bemerkbar war. Auch die Temperatur spielt eine erhebliche Rolle, so daß bei der Temperatur des flüssigen N die Atommagnetostriktion auf das Mehrfache anwächst. Nach den noch nicht abgeschlossenen Versuchen scheinen unter der Wirkung des Magnetfeldes die Bindungen zwischen den weiter auseinanderliegenden Atomen gelockert, die zwischen den näher aneinanderliegenden dagegen verstärkt zu werden. Weitere Versuche auch mit anderen Substanzen sind im Gange.

Gumlich.

V. J. de Haas, E. C. Wiersma and W. H. Capel. The determination of the susceptibility of erbium sulphate at low temperatures. Proc. Amsterdam 32, 739—744, 1929, Nr. 6. Ziel der Arbeit ist die Bestimmung der Suszeptibilität von Erbiiumsulfat, um festzustellen, ob die von H. R. Woltjer und H. Kamerlingh Onnes beobachteten merkwürdigen magnetischen Eigenschaften des Gadoliniumsulfats, welches bekanntlich bei tiefen Temperaturen und hohen Feldstärken eine Art Sättigung zeigt, nur diesem Material eigentümlich sind oder auch bei Sulfaten anderer seltenen Erden auftreten können. Die Messungen, welche an kristallisiertem Salz von der Zusammensetzung  $\text{Er}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8 \text{H}_2\text{O}$  im Temperaturgebiet von 285,0 bis 14,5° (abs.) vorgenommen wurden, ergaben für die Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Temperatur die Gleichung:  $(T + 1,9) = C$ . Die Abhängigkeit der Magnetisierung von der Feldstärke wurde bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs in Feldern bis zu  $7,2 \cdot 10^3$  Gauß bestimmt; es zeigte sich im Gegensatz zum Gadoliniumsulfat eine Andeutung einer Sättigung. Die Zahl der Weiss'schen Magnetonen ergab sich aus der Gleichung  $\chi(T + 1,9) = \sigma_0^2/3 R$  zu 44,82.

Scharnow.

S. Bhagavantam. The Magnetic Anisotropy of Naphthalene Crystals. Proc. Roy. Soc. London (A) 124, 545—554, 1929, Nr. 795. Wie Bragg und Xley gefunden haben, zeigen Naphthalinkristalle eine magnetische Anisotropie. Der Verf. stellt fest, daß die magnetischen Achsen, von denen zwei mit den kristallographischen zusammenfallen, während die dritte senkrecht dazu steht, außerordentlich verschieden sind; die Suszeptibilitäten sind:  $-710 \cdot 10^{-7}$ ,  $90 \cdot 10^{-7}$  und  $-1590 \cdot 10^{-7}$ . Für die entsprechenden Brechungsindizes der optischen Achsen findet er 1,775, 1,932 und 1,442. Der größte Wert bei den

magnetischen Achsen fällt also mit dem kleinsten bei den optischen zusammen und umgekehrt, was eine einfache Erklärung der starken positiven Doppelbrechung von aromatischen Flüssigkeiten im Magnetfeld ermöglicht. Der Verf. zieht ferner den Schluß, daß die Moleküle — entgegen der Annahme von Bragg mit ihren Ebenen parallel zur *bc*-Ebene im Kristall orientiert sein müssen.

Scharnow

**Maurice Fallot.** Coefficient d'aimantation et structure des solutions de gélatine. C. R. 188, 1498—1500, 1929, Nr. 23. Der Verf. bestimmte die Magnetisierungskoeffizienten von Gelatinelösungen bei 19° in dem Gebiet von 0,05 bis 1,4 % und fand mit steigender Konzentration einen Anstieg von  $0,76 \cdot 10^{-6}$  auf  $0,91 \cdot 10^{-6}$ . Ein Vergleich mit den von M. Marinesco an demselben Material gemessenen Dielektrizitätskonstanten zeigt ein Anwachsen von  $\epsilon$  mit der Konzentration bis zu einem bei 0,8 % liegenden Maximum und von dort einen starken Abfall. Da auch die Kurve der Magnetisierungskoeffizienten bei 0,8 % eine Unstetigkeit aufweist, so nimmt der Verf. an, daß hier zwei verschiedene molekulare Formen der Gelatine vorliegen, von denen die eine durch Assoziation zweier Moleküle aus der anderen entsteht.

Scharnow

**Néel.** Le calcul de l'aimantation rémanente. Journ. de phys. et Radium (6) 10, 55 S, 1929, Nr. 3. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 275.] Gumlitz

**Carl R. Englund and Arthur B. Crawford.** The mutual impedance between adjacent antennas. Proc. Inst. Radio Eng. 17, 1277—1295, 1929, Nr. Die elementare Theorie für das In-Rechnung-Setzen des Einflusses reflektierender Antennen wird gegeben. Wenn die Orte, wo die elektrischen Messungen vorgenommen werden, festliegen, so genügt die Kenntnis der Selbst- und der gegenseitigen Impedanzen (gegebener Definition). Die wichtigste und am bequemsten zu messende Konstante ist das Verhältnis der Antennenströme:

$$K_{12} = \frac{I_2}{I_1} = K_0 e^{i[\Phi - (2\pi a/\lambda)]}.$$

Die Arbeit erwähnt Messungen von  $\Phi$  im Bereich von  $0,33 \lambda$  bis  $\lambda$ . Der Versuch hat gezeigt, daß in diesem Bereich  $\Phi$  dem theoretisch für ein Hertzdipol zu berechnenden gleich ist. Dieser Bereich kommt überein mit  $\lambda/3$  bis  $v$ . Über die Methode der Messung wird ausführlich berichtet und diskutiert.

Nordlohm

**I. G. Kliatzkin.** Strahlung eines senkrechten geerdeten Leiters. Drahtl. Telegr. 1927, S. 33—44, Nr. 40 (russisch). Die Aufgabe wird unter der Voraussetzung gelöst, daß die Stromstärke in allen Punkten des betrachteten Leiters gleichphasig ist. Der mit einem beliebigen Leiterelement verkettete magnetische Kraftfluß ist in der Phase gegen den Strom verschoben, und im Leiter sind gleichzeitig Wirk- und Blindkomponente vorhanden. Die erstgenannte kann als von einer „Strahlungsspannung“ herrührend betrachtet werden, und daraus kann man die Strahlung berechnen nach einer von den üblichen abweichenden Methode. Aus den Maxwell'schen Gleichungen wird die Strahlungsspannung für einen beliebigen Leiterpunkt bestimmt. Die Frage des Strahlungswiderstandes wird berührt.

N. Nikitin

**E. Tschernyschewa und E. Semitschew.** Zur Frage der Revision einiger Grundgesetze der Elektrodynamik. (Bemerkungen zu den Arbeiten von Hering.) Drahtl. Telegr. 1927, S. 71—98, Nr. 40 (russisch). Der mit einem Vorwort von Prof. W. F. Mitkewitsch versehene Artikel hat die

beck, zu zeigen, daß die Fragen, welche Hering veranlaßt hatten, die Richtigkeit der Gesetze der klassischen Elektrodynamik zu bezweifeln, vom Standpunkt der Maxwellschen Theorie erklärt werden können. Die Einwendungen von Hering können in drei Gruppen eingeteilt werden, nämlich: 1. Behauptungen, die auf unrichtiger Auffassung und Anwendung der Maxwellschen Formulierungen gegründet sind; 2. wörtliche Berichtigungen der Gesetze der Elektrodynamik, die durch ungenaue Formulierung dieser Gesetze wegen übermäßiger Präzision veranlaßt werden; 3. Hinweise auf Fehlen der Allgemeinheit bei einigen Grundgesetzen der klassischen Elektrodynamik. Eine ausführliche Betrachtung zeigt, welche Umstände im jeweiligen Falle von Hering außer acht gelassen worden sind, wobei von besonders großer Bedeutung die Gedanken sind, die im Kapitel „Über den Charakter der Energie des magnetischen Feldes“ enthalten sind. Schließlich wird „Das allgemeine Gesetz“ von Hering betrachtet, auf das es wird gezeigt, daß es erstens keine größere Allgemeinheit als das Maxwellsche Gesetz hat, und dann, daß es die mathematische Behandlung der Erscheinungen erschwert.

*N. Nikitin.*

**Tatarinow.** Untersuchung der Richtwirkung der zusammengesetzten synphasen Antenne am Radiofeld von I. N. Smirnow. Drahtl. Telegr. 1927, S. 99–102, Nr. 40 (russisch). Es werden die Ergebnisse der Versuche mit einer zusammengesetzten Richtantenne aus fünf vertikalen Elementen an der Welle 23 m mitgeteilt. Die Antenne wurde mit einem Spiegel versehen. Die Empfangseinrichtung wurde an einer Holzstange aufgestellt, während der Versuche leicht und schnell transportiert werden konnte. Die Versuche haben die Richtwirkung solcher Antennen gezeigt, sowie die etwa fünffache Vergrößerung der in der Hauptrichtung ausgestrahlten Leistung nachgewiesen.

*N. Nikitin.*

**Pistolkors.** Über stehende Strom- und Potentialwellen. Drahtl. Telegr. 1927, S. 61–70, 119–140, Nr. 40 u. 41 (russisch). Diese Arbeit wurde aus dem Grunde unternommen, daß die vorhandenen klassischen Arbeiten von Abraham, Sommerfeld und Mie für technische Berechnungen sich nicht bequem verwenden lassen. Zuerst werden die stehenden Wellen in einem idealen Leiter betrachtet und die Formeln abgeleitet, welche die zeitliche Phasenverschiebung längs des Leiters bestimmen. Der Begriff des frequenzabhängigen äquivalenten Widerstandes für einen beliebigen Punkt des Leiters wird eingeführt. Systeme von ideellen Leitern und die Fragen, welche mit der verschiedenen Belastung der Leiter zusammenhängen, werden behandelt. Der zweite Teil der Arbeit betrifft Leiter mit Wirkverlusten, die Formeln für Strom- und Potentialverteilung, Phasenverschiebung, Scheinwiderstand und Leistung im beliebigen Punkte des Leiters. Die Lage von Knoten und Bäuchen wird ermittelt und verschiedenartige Belastungen der Leiter diskutiert. Zur Erläuterung der beschriebenen Methode wird ein Zahlenbeispiel angeführt.

*N. Nikitin.*

**I. Iltchenko.** Zusammengesetzte Flüsse der gegenseitigen Induktion. Drahtl. Telegr. 1927, S. 612–617, Nr. 45 (russisch). Das magnetische Feld wird als aus einzelnen Gliedern (Ringen), die den stromführenden Leiter umschließen, bestehend betrachtet, wobei die einzelnen Ringe in günstiger Weise sich vereinigen können. In der vorliegenden Arbeit wird Faradays Zusammenflußregel (Exp. Res. § 3226) auf Grundlage der allgemeinen Regeln des Verhaltens der magnetischen Ringe verallgemeinert. Es wird der Ursprung der Flüsse der gegenseitigen Induktion in einem System zweier flacher Strom-

kreise, sowie in einem solenoidalen System von einfachen ringförmigen Kreisen, deren Mittelpunkte auf einer Kreislinie liegen, untersucht. Im letztgenannten Falle werden zwei magnetische Flüsse, ein äußerer und ein innerer, gebildet. Aus der Betrachtung von magnetischen Flüssen folgt, daß ein solches Solenoid magnetische Ringe ausstrahlen muß, wenn sie tatsächlich individuell existieren. Die Größe der ausgestrahlten Energie wird berechnet, die von der Anzahl der Stromkreise, von der Stärke der sie durchfließenden Ströme und von dem magnetischen Widerstand an der Außenseite des Solenoids abhängt. Schließlich wurde bewiesen, daß ein gewöhnliches geschlossenes magnetisches Solenoid (Toroid) keine freien magnetischen Ringe ausstrahlen kann. *N. Nikolaev*

**T. Parkinson.** Some observations of short-period radio fading. *Proc. Inst. Radio Eng.* **17**, 1042—1061, 1929, Nr. 6; *Bur. of Stand. Journ. of Res.* **2**, 1057—1075, 1929, Nr. 6 (Res. Pap. Nr. 70). Verf. bringt die Ergebnisse einer vom Bureau of Standards durchgeführten Untersuchung über Schwunderscheinungen im Gebiet der Rundfunkwellen. In Kensington (Maryland) waren mehrere Empfänger aufgestellt, welche die Feldstärke der Trägerwellen einiger Rundfunksender fortlaufend registrierten. Diese Empfänger waren sorgfältig auf gleiche Verstärkung eingestellt, außerdem war für Gleichzeitigkeit der Registriervorrichtungen gesorgt. Verschieden waren lediglich die Empfangsantennen. Als solche wurden benutzt 1. eine eindrähtige Vertikalantenne, 2. ein Vertikalrahmen, dessen Ebene mit der Verbindungslinie Sender—Empfänger zusammenfiel (also in „Maximumstellung“), 3. ein Vertikalrahmen in „Minimumstellung“ (also senkrecht zu Nr. 2) und schließlich eine sogenannte Barrageantenne, bestehend aus Vertikalantenne und Rahmen, welche miteinander gekoppelt waren, daß das System nur mehr auf die Horizontalkomponente der Raumstrahlung ansprach. Ein und derselbe Rundfunksender wurde stets mit mehreren Antennen, meist zweien, gleichzeitig empfangen. Die Arbeit bringt Beispiele einer großen Anzahl solcher gleichzeitig aufgenommenen Oszillogramme. Die Ergebnisse der Untersuchungen lauten dahin, daß für das Zustandekommen der Fadings durchaus nicht ein einziges Phänomen verantwortlich zu machen ist, daß vielmehr mehrere Ursachen zusammentreffen. Die hauptsächlichsten Faktoren sind die folgenden: 1. der indirekte, durch die obere Atmosphäre verlaufende Teil der Strahlung unterliegt an sich Intensitätsschwankungen in seinem Eintreffen an der Empfangsantenne; 2. Interferenz zwischen direkter und indirekter Strahlung, sofern nur die Bodenstrahlung noch kräftig genug, d. h. der Sender nicht allzu weit entfernt ist; 3. Schwankungen der Richtung der ankommenden Strahlung; 4. Drehung der Polarisationssebene der Raumstrahlung; 5. Interferenz zwischen Raumstrahlen verschiedener Weglänge. *K. Krüger*

**B. D. H. Tellegen.** Overzicht betreffende de opwerking van ultrakorte golven. *Tijdschr. Nederl. Radiogen.* **4**, 34—53, 1929, Nr. 2. Der Verf. bringt einen zusammenfassenden Bericht über die Erzeugung von ultrakurzen Wellen. Besprochen wird zunächst die Anodenschaltung (hohe positive Spannung an der Anode, niedrige Gitterspannung), sodann die Gitterschaltung (hohe positive Spannung am Gitter, kleine Anodenspannung). Die Arbeit schließt mit einem ausführlichen Literaturverzeichnis. *K. Krüger*

**K. Krüger and H. Plendl.** The propagation of low power short waves in the 1000-kilometer range. *Proc. Inst. Radio Eng.* **17**, 1296—1312, 1929, Nr. 8. Die Arbeit berichtet über Ausbreitungsversuche im Wellenbereich zwischen 10 und 65 m. Ein großer Teil der Ergebnisse wurde bei veränderlicher Entfernung

bis 1100 km) dadurch gewonnen, daß vom Flugzeug aus gesendet und am Boden der Empfang beobachtet wurde. Es zeigte sich, daß Schwächungszonen für Wellen unterhalb 38 m bei 2 Watt Senderleistung stets auftraten, zwischen 38 und 48 m aber nur noch vereinzelt, während oberhalb 48 m Zonen schwächeren Empfangs nicht mehr beobachtet wurden. Bei gleichbleibender Entfernung wurden Untersuchungen über die Abhängigkeit der Empfangslautstärke von der Tageszeit für verschiedene Wellenlängen durchgeführt. Für eine Entfernung von 500 km erwies sich die 37 m-Welle als geeignet für Tagesverkehr, die 65 m-Welle für Nachtverkehr, während die Welle 48 m einen durchgehenden Verkehr über nahezu 24 Stunden gestattete.

K. Krüger.

**I. G. Chochlow.** Weitere Untersuchung der Einwirkung eines Magnetfeldes auf die Elektronenröhre. Drahtl. Telegr. 1927, S. 331—334, Nr. 42 (russisch). Die vorliegende Arbeit bildet die Fortsetzung der Versuche von demselben Verf., die in der gleichen Zeitschr. 1926, Nr. 38 beschrieben worden sind. Die Abhängigkeit der scheinbaren Kapazität der Röhre von der Gitterbannung, der Einfluß von Kopplung zwischen der Gitter- und Anodenspule, der Einfluß der Heizung usw. werden besprochen.

N. Nikitin.

**A. A. Ostroumow.** Studien über Röhrenempfang. Der Empfangskreis. Drahtl. Telegr. 1927, S. 233—252, Nr. 42 (russisch). Der Aufsatz bildet den dritten Teil einer Arbeit, deren erster Teil (Drahtl. Telegr. 1926, Nr. 37) die negativen Widerstände, und der zweite Teil (Drahtl. Telegr. 1926, Nr. 38) die Elektronenröhre als negativen Widerstand behandelt hat. Zuerst wird der Empfangskreis ohne Regeneration behandelt, die Charakteristiken des Serienkreises und Leistung im Detektor, sowie die Zeitkonstante ermittelt. Ferner wird in derselben Weise der Nebenschlußkreis behandelt, die Zeitkonstanten für Rahmen-, Abraham- und gewöhnliche Antenne diskutiert. Die zweite Hälfte des Aufsatzes ist der Analyse von Regenerativempfängern gewidmet, aus welcher für Einzelfälle Schlußfolgerungen gezogen werden. Schließlich wird die Rückstrahlung, räumliche Regeneration und negativer Widerstand der Röhre beim Audionempfang betrachtet. Es ist gezeigt, daß die Hauptschranke für die Verbesserung des Regenerativempfangs die jeweils maximal zulässige Zeitkonstante des Empfangskreises bildet.

N. Nikitin.

**A. A. Ostroumow.** Untersuchung des Verhaltens einer Dreielektrodenröhre im Magnetfeld mittels einer Braunschen Röhre. Drahtl. Telegr. 1927, S. 335—342, Nr. 42 (russisch). Die mit Hilfe einer Braunschen Röhre erhaltenen Oszillogramme zeigen, daß die Elektronenröhre in klassischerhaltung Schwingungen zweiter Art erzeugt, d. h. solche, bei welchen innerhalb einer Periode die Vorgänge des Anwachsens und Abklingens der annähernd sinusoidalen Schwingungen abwechseln. Ein Magnetfeld verlängert die Periode und die Dauer der Abklingungsphase, was zur Folge hat, daß die Wellenlänge bei Magnetisierung der Röhre vergrößert wird. Da es unbequem ist, mittels Braunscher Röhre Oszillogramme mit geradliniger Zeitachse zu bekommen, wurde diese mittels eines besonderen Generators kreisförmig aufgewickelt. Es wurde festgestellt, daß die Wellenverlängerung desto schwächer wird, je kleiner der Wellenwiderstand des Erregerkreises, die Röhrenheizung und die Schwingungsweite werden. Dasselbe betrifft das Übersetzungsverhältnis Anode—Gitter.

N. Nikitin.

**D. Issakow.** Einige Bemerkungen über die Antennenkapazität sowie über die Bedeutung der verschiedenen Meßmethoden der-

selben. Drahtl. Telegr. 1927, S. 439—448, Nr. 43 (russisch). Der Verf. weist darauf hin, daß die dynamische Kapazität und dynamische Selbstinduktion des Luftleiters nicht in allen auf die Antenne bezüglichen Berechnungen verwendet werden können. Die Analyse der Frage zeigt, daß in den Berechnungen, welche mit Antennenperiode und -verlängerung zusammenhängen, die wirksame Selbstinduktion und eine eigenartige Kapazität, die als Quotient vom Quadrat der dynamischen Kapazität durch wirksame Kapazität dargestellt wird, eingeführt werden müssen. In anderen betrachteten Fällen muß man je nach dem Problem dynamische oder wirksame Kapazitäten bzw. Selbstinduktionen verwenden. Die verhältnismäßigen Größen dieser verschiedenen Kapazitäten bzw. Selbstinduktionen für eine geradlinige Antenne und deren Abhängigkeit von der Wellenlänge werden angegeben. Dann wird die Frage untersucht, welche Größen der Kapazitäten und Selbstinduktionen die verschiedenen in der drahtlosen Technik üblichen Methoden ergeben.

N. Nikitid

**R. Rechnitzer.** Die abgestimmte, induktiv gekoppelte Antennen-Telefunken-Ztg. 10, 62—75, 1929, Nr. 51. Theoretisch wird für einen mit einer Antenne gekoppelten Empfangskreis die Spannungsverstärkung abgeleitet. Bei Abstimmung beider Kreise wird eine Optimumkopplung der beiden Kreise festgestellt, welche dem geometrischen Mittelwert der Dämpfungsdekremente gleich ist. Eine Graphik zeigt die Abhängigkeit der Verstärkung als Funktion der Kopplung. Weiter wird die Verstärkung als Funktion der Verstimmung der beiden Kreise gegen die aufgedrückte Frequenz berechnet, woraus sich die größere Selektivität bei schwächer werdender Kopplung ergibt. Bei starker Kopplung und kleinen Verstimmungen liegt die Sache anders. Dieser Fall ist wichtig mit Rücksicht auf Seitenbänder. Das Kriterium für Doppelwelligkeit stimmt nicht überein mit der optimalen Kopplung; die hierfür benötigte Kopplung ist stärker. Die Überkopplung verbreitert die Resonanzkurve; bei gleich starker Dämpfung ist die Flankensteilheit derselben aber praktisch unverändert. Für selektive Bandverstärkung ist also geringe Dämpfung und Überkopplung notwendig. Die Einsattelung der Resonanzkurve kann durch zweckmäßige Kombination von überkoppelten und optimal gekoppelten Kreisen beseitigt werden. Berechnungen über die zu verstärkende Bandbreite ergeben, daß die Bandbreite eines Kreises dem Umgekehrten des Dämpfungsdekrements gleich ist. Die Rückkopplung kann in Rechnung gebracht werden durch eine fiktive Selbstinduktion und Widerstand. Schließlich folgt eine Diskussion über die erhaltenen Resultate auch mit Rücksicht auf in der Praxis vorkommende Zahlen.

Nordlohn

**Yasusi Watanabe.** Theorie des gekoppelten Schwingungskreises mit Selbsterregung. Elektr. Nachr.-Techn. 6, 194—210, 1929, Nr. 5. Voraussetzend, daß Primär- und Sekundärkreisstrom sinusförmig sind, werden die beiden für das vorliegende Problem grundlegenden linearen Differentialgleichungen zweiter Ordnung in  $i_1$  und  $i_2$  gelöst. Anlaufvorgänge werden also nicht berücksichtigt. Die Lösung der beiden Differentialgleichungen geben Gleichungen für die entstehende Frequenz (Gleichung der Frequenzbilanz) und für die Amplitude (Gleichung für die Amplitudenbilanz). Allerdings muß für die letztere Gleichung ein Ergebnis der nichtlinearen Theorie, welche von B. van der Pol gegeben wurde, herangezogen werden. Aus der Theorie ergeben sich die Bedingungen für die Ziehererscheinungen. Es wird mit primärer und mit sekundärer Rückkopplung gerechnet; mit magnetisch und kapazitiv gekoppelten Kreisen mit magnetischer und kapazitiver Sekundärrückkopplung.

Nordlohn

12. Drahtlose Telegraphie; 13. Schwachstrom-; 14. Starkstromtechnik. 2115

**B. Miriek and E. R. Hentschel.** A new method of determining height of the Kennelly-Heaviside layer. Proc. Inst. Radio Eng. 17, 1034—1041, 1929, Nr. 6. [S. 2167.] *Mauz.*

**W. Dean.** Correlation of directional observations of atmospherics with weather phenomena. Proc. Inst. Radio Eng. 17, 1185—1191, 1929, Nr. 7. [S. 2168.]

**J. Wymore.** The relation of radio propagation to disturbances in terrestrial magnetism. Proc. Inst. Radio Eng. 17, 1206—1213, 1929, Nr. 7. [S. 2166.] *F. Fischer.*

**V. B. Wolfe and J. D. Sarros.** Abridgment of Problems in Power-Line Carrier Telephony and Recent Developments to Meet Them. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 47, 727—731, 1928, Nr. 10. Ein Auszug eines im August 1928 vor der Pacific Coast Convention of the A. I. E. E., Spokane, Washington, gehaltenen Vortrags über Hochfrequenztelephonie längs Hochspannungsleitungen. Die Vorteile der Übertragung nur eines Seitenbandes ohne die Trägerfrequenz werden besprochen. Auf die Schwierigkeiten wegen Hochfrequenzstörungen durch Korona und statische Entladungen wird hingewiesen. Schwierigkeiten geben auch die Unregelmäßigkeiten der Hochspannungsleitungen mit ihren Abzweigungen, geschlossenen Kreisen usw., welche zu Frequenzverzerrung Anlaß geben. Auch die Stabilität ist schlecht, so daß an einem Tage eine gute Trägerfrequenz festgestellt werden kann, welche an einem anderen Tage sich als weniger brauchbar erweist. Man hat schon versucht, die Leitungen in hochfrequenztechnischer Beziehung zu stabilisieren, aber bis jetzt mit wenig Erfolg. Die Mitteilung betrifft im besonderen die Anwendung einer verbesserten Anlage (ein Seitenband ohne Trägerfrequenz) bei der Pacific Gas and Electric Company. *Nordlohne.*

**Heinrich Jungnickl.** Stromteiler in Sechssphasen-Gleichrichteranlagen. Elektrot. ZS. 50, 1257—1262, 1929, Nr. 35. Die Schaltung und die Belastungsverhältnisse der Stromteiler in Sechssphasen-Gleichrichteranlagen werden ausführlich besprochen. Es wird eine Schaltung angegeben, mit welcher das Parallelarbeiten mehrerer Anoden derselben Phase ohne besondere Drosseln erreicht wird. Der Einfluß der Regeltransformatoren auf den kritischen Belastungsstrom der Anlage wird kurz erläutert. *Scheel.*

**Hermann Lang.** Beiträge zur analytischen und graphischen Untersuchung von Wechselstromübertragungen unter besonderer Berücksichtigung der wirtschaftlichen Phasenkompensation und der wirtschaftlichen Spannungsregulierung mit Blindströmen. Dissertation Darmstadt 1929, 55 S. Aus der allgemeinen Strom- und Spannungsbeziehung der Wechselstromübertragung werden an Hand der Vektordiagramme in algebraische Grundgleichungen abgeleitet, mit deren Hilfe die Leistung am Speisepunkt der Leitung, der Leistungsverlust und die jährliche Verlustarbeit berechnet wird. Ein graphisches Verfahren gestattet in einfacher Weise, für verschiedene Belastungsfälle die Wirkleistung am anderen Ende der Leitung zu bestimmen. Die höchst übertragbare Leistung wird berechnet für den Fall eines gegebenen Spannungsgefälles und für den Fall einer gegebenen Speisespannung. Der Phasenverschiebungswinkel wird angegeben, der zum kleinsten Übertragungsverlust, und die Wirkstromentnahme, die zum bestmöglichen Übertragungsleistungsgrad führt. Weiter werden die Wirtschaftlichkeit der Phasenkompen-

sation untersucht und analytische und graphische Verfahren entwickelt, gestatten, zu einer gegebenen Abnahmespannung bzw. Speisespannung die gehörige Speise- bzw. Abnahmespannung so zu bestimmen, daß bei Spannungsregulierungen mit Blindströmen kleinste Übertragungs- und Regulierkosten entstehen.

H. E. Linde

**S. G. Brown and P. A. Sporing.** The prevention of ionization in impregnated paper dielectrics. Journ. Inst. Electr. Eng. **67**, 968—976, 1929, Nr. 392. Verf. berichten über Versuche, die über die Stabilität von Kondensatoren zur Phasenverbesserung ausgeführt wurden. Zur Unterdrückung frühzeitigen Auftretens von Ionisierung wenden Verf. Kondensatoreinlagen, die von Durchführungen bekannt sind, an. Verf. schlagen das Prinzip der metallisierten Einlagen auch für Hochspannungskabel vor. Allerdings stößt es auf erhebliche technische Schwierigkeiten. Versuche sind bereits in England ausgeführt. Der Gedanke ist jedoch nicht neu. Französische Patentanmeldungen aus dem Jahre 1923 liegen bereits vor.

Pfeister

**Günther Krawinkel.** Zur Theorie des Kunstkabels und des homogenen Kabels mit konzentrierten Induktivitäten. Elektr. Nachr.-Techn. **307—334**, 1929, Nr. 8. Abweichend von der üblichen Anwendung des Fourierschen Integrals auf Probleme der Kabeltheorie wird der Integrationsweg durch eine geeignete Transformation in einen anderen Integrationsweg verwandelt, längs dem die Integranden einfache Reihenentwicklungen gestatten, so daß die Integrale auf konvergente Reihen führen, die im wesentlichen nach Besselschen Funktionen steigender Ordnung fortschreiten. Es werden die Einschaltvorgänge bei einem Kunstkabel mit unbegrenzter und begrenzter Gliederzahl und einem an einzelnen Stellen mit konzentrierten Induktivitäten belasteten homogenen Kabel behandelt. Verf. versucht, mit der Darstellung des letzteren eine Grundlage zur strengen Theorie des Pupinkabels zu geben.

Ba

**C. E. Skinner.** Development of Insulating Oils. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. **48**, 589—592, 1929, Nr. 8. Verf. schildert die Entwicklung der Isolierstoffe in den letzten 35 Jahren. Durch die erhöhten Anforderungen sind die Prüfmethoden immer ausgedehnter und schärfer geworden, ohne jedoch eine sichere Gewähr über das Öl im Betriebe und nach Alterung zu ergeben, insbesondere sind die Prüfmethoden der einzelnen Länder sowohl in ihrer Methode als auch im Ergebnis sehr verschieden. Als wichtigsten Fortschritt erwähnt Verf. Isolierstoffe, die gleichzeitig für Transformatoren und Ölschalter brauchbar sind.

Pfeister

**H. M. Towne.** The Lightning Arrester and Factors Affecting Its Performance and Application. Gen. Electr. Rev. **32**, 428—436, 1929, Nr. 8. [S. 2168.]

Pfeister

**Paul Feldweg.** Können Röntgenstrahlen ohne dauernde Messung exakt dosiert werden? Strahlentherapie **33**, 574—577, 1929, Nr. 3. Messung der R-Zahl bei zwei verschiedenen Tiefentherapiesspannungen (150 kV, 4 mA bei 210 kV, 6 mA nach Angabe des Kilovolt- bzw. Milliamperemeters) ergaben ceteris paribus bis zu 10 % Unterschied, je nachdem mit alten, stark abgenutzten Ventilen gearbeitet wurde oder mit neuen. Der Verlust war stärker, wenn das Plusventilröhre, als wenn das Minusventil alt war. Der Intensitätsverlust ließ sich durch HWS-Messung auf Erhöhung des Spannungsabfalls innerhalb

en Ventilröhren (um 11 %) zurückführen. — Es wird ferner auf geringe Leistungsverluste bei Regenwetter sowie bei staubigen oder abgeknickten Zuleitungen infolge der dabei auftretenden Spannungsverluste hingewiesen. *Risse.*

**J. Baensch und R. Finsterbusch.** Über die therapeutischen Anwendungsmöglichkeiten von Kathodenstrahlen. (Ihre physikalischen und biologischen Grundlagen.) Strahlentherapie **33**, 399—434, 1929, Nr. 3. Im physikalischen Teil der Arbeit werden Messungen der Röntgenstrahlung der Lenardröhre mittels des Wulfschen Ionometers mit Kohlekammer wiedergegeben. Bei einer maximalen Röhrenspannung von 92 kV ergab das für 80 kV<sub>max</sub> geeichte Dosimeter in 10 cm Abstand von der Kammer 3,11 R/sec, in 50 cm 0,11 R/sec in ziemlich guter Übereinstimmung mit dem Quadratgesetz. Die HWS in Luft wird zu 225,4 cm errechnet (gegenüber einer von Schaefer und Witte angegebenen von 32,2 cm). Auch analoge Messungen der Gesamtstrahlung mit einer Bleifingerhutkammer, die als Fenster eine 1 mm-Öffnung besaß, ergaben zwischen 20 und 30 cm Abstand größere Werte für die HWS als bei Schaefer und Witte. Unterhalb 20 cm Abstand steigt der Absorptionskoeffizient infolge der stärkeren Kathodenstrahlabsorption steil an. In 4, 5 und 6 cm Abstand beträgt, wie aus Messungen mit und ohne magnetische Ablenkung hervorgeht, der prozentuale Anteil der Kathodenstrahlen 70 bis 94 %. — In einem zweiten, mineralogischen Teil werden kurz die Leuchterscheinungen beschrieben, die an einigen Kristallen bei Belichtung mit Ultraviolett-, Röntgen- und Kathodenstrahlen beobachtet werden konnten. Die Leuchterscheinungen sind dabei unter Kathodenstrahlen stärker als unter Röntgen- und Ultraviolettlicht und steigern sich bei Anritzen der Kristalle. Ihre Farbe ist in verschiedenem Lichte verschieden. Die Dauer des Nachleuchtens hält verschieden lange an und endlich treten Verfärbungen auf, die sich später wieder zurückbilden. — Aus ihren biologischen Versuchen schließen Verff. auf eine überwiegende Wirksamkeit des Kathodenstrahlanteils der verwendeten Strahlung. *Risse.*

## 6. Optik aller Wellenlängen.

**Pokrowsky.** Über einen möglichen Zusammenhang zwischen der Planckschen Konstante  $h$  und den ponderomotorischen Wirkungen zirkular polarisierter Strahlen. ZS. f. Phys. **57**, 278—282, 1929, Nr. 3/4. Alle ponderomotorischen Wirkungen elliptisch polarisierter Strahlen können abgeleitet werden, wenn man annimmt, daß zirkular polarisierte Strahlen aus einzelnen elementaren Momenten der Bewegungsgröße bestehen, die  $h/2\pi$  gleich sind, und deren Achsen den Strahlen parallel liegen. *Scheel.*

**lex. Véronnet.** La théorie électronique de l'éther et l'électromagnétisme. C. R. **188**, 1488—1490, 1929, Nr. 23. [S. 2068.] *Kurz.*

**V. Grebensčikov und K. A. Krakau.** Das Gleichgewichtsdiagramm des Systems Natriummetasilikat—Siliciumdioxid und die optischen Eigenschaften der entstehenden Kristalle. Verh. Opt. Inst. Leningrad **Nr. 45**, S. 7—23, 1929. (Russisch mit deutscher Zusammenfassung.) [S. 2062.] *Neheim.*

**itz Sauter.** Intensitätsmessungen und CGS-System. Strahlentherapie **33**, 560—573, 1929, Nr. 3. Aus den Angaben der Literatur ergibt sich, daß die

zur Erreichung von  $1\tau$  nötige Energiemenge mit zunehmender Wellenlänge abnimmt und für die in praxi verwendeten Strahlungen 1 bis  $5 \cdot 10^3 \text{ erg}/\tau$  beträ. Entsprechend dem Gange des Verhältnisses  $\tau/H$  mit der Wellenlänge nimmt daher die pro  $1H$  nötige Energiemenge mit zunehmendem  $\lambda$  erst rasch, dann langsamer ab, um schließlich für weiche Strahlen einen Wert von  $1,5 \cdot 10^8 \text{ erg}/H$  zu erreichen. Ris

**L. W. Tilton.** Prism refractometry and certain goniometrical requirements for precision. *Bur. of Stand. Journ. of Res.* **2**, 909—930, 1927, Nr. 5 (Res. Pap. Nr. 64). Die Erkenntnisse betreffend den Einfluß der Wärmevergangenheit auf die optischen Eigenschaften des Glases haben zur Nachprüfung der Frage angeregt, welche Genauigkeit bei der Messung der Brechungsindizes von Prismen erreichbar ist. Besonders wichtig ist dabei die Beurteilung der instrumentellen Fehler, und zwar derjenigen des Teilkreises, der Mikrometerschraube und des Einflusses mechanischer Veränderungen in dem Meßapparat (Vibrationen). Man findet eine sehr eingehende Würdigung der bisherigen Präzisionsmessungen, die bei den Fraunhoferschen Arbeiten beginnt. Die erforderliche Winkelgenauigkeit in Abhängigkeit von Brechungsindex und brechendem Winkel ist berechnet und graphisch dargestellt, die Bedeutung der Anordnung der Ablesemikroskope kurz erläutert. H. R. Schu

**D. S. Perfect.** An application of the interferometer to the goniometry of prisms. *Trans. Opt. Soc.* **30**, 118—125, 1928/29, Nr. 3. Es wird ein Verfahren zur Messung von Prismenwinkeln beschrieben, bei dem eine Genauigkeit von wenigstens  $0,1''$  erreicht werden kann. Unter Benutzung eines Hilgerschen Interferometers läßt sich der Vergleich der Winkel leicht in der Weise ausführen, daß das zu messende Prisma an die Stelle des zur Einstellung des Apparats benutzten Normalprismas gebracht wird und die Winkeldifferenzen durch ein Hohlprisma von ungefähr  $15^\circ$  brechendem Winkel ausgeglichen werden, dessen Wirkung durch Kompression der in ihm enthaltenen Luft meßbar verändert werden kann. Als Kriterium dient die Lage der Interferenzstreifen gegenüber einem horizontal liegenden Faden im Beobachtungsfernrohr. H. R. Schu

**A. Sellerio.** Un metodo di grande precisione e un metodo di grande semplicità per determinare l'indice di rifrazione dei liquidi. *Circolo Mat. (N. S.)* **3**, 390—404, 1926, Nr. 8. Eine genauere Messung des Brechungsindex von Flüssigkeiten als die übliche mit dem Hohlprisma ist möglich, wenn man ein Doppelprisma aus Glas und Flüssigkeit herstellt und die Ablenkungen an beiden gleiche Brechungswinkel aufweisenden Prismen mißt. Die zweite, mit einer geringeren Genauigkeit zulassende Methode beruht auf der Bestimmung der Brennweite einer Flüssigkeitslinse bekannter Form, die dadurch hergestellt wird, daß man auf eine ebene Glasplatte (einen Spiegel) eine Linse bekannter Form auflegt und den Zwischenraum mit der zu untersuchenden Flüssigkeit ausfüllt. Läßt man durch ein Autokollimationsokular Strahlen von oben auf die Kombination auffallen, so entsteht bei richtiger Entfernung der Okularmarke von der Linsenkombination das Spiegelbild in der Markenebene, so daß durch die Verschiebung des Okulars die Brennweite der Flüssigkeitslinse und damit auch der gesuchte Brechungsindex gefunden werden kann. Bei Beschränkung auf Paraxialstrahlen und Vernachlässigung der Dicken ergeben sich einfache lineare Abhängigkeiten; die Genauigkeit kann erhöht werden, wenn man größere Verschiebungen zuläßt, gegebenenfalls eine Reihe von festen Linsen verwendet, deren jede nur für einen beschränkten Bereich verwendbar ist. H. R. Schu

Report on the optical axial angle and relation of its plane to the plane of symmetry in mica. Journ. scient. instr. 5, 377—380, 1928, Nr. 12. Es wird ein einfaches Instrument beschrieben, welches eine schnelle Bestimmung des Winkels zwischen den optischen Achsen gestattet. Mit Hilfe dieses Instruments werden die optischen Achsen einer Reihe von Glimmerarten gemessen.  
*Burgeni.*

**W. Pupp.** Schwingungsspiegel zur Vorführung zusammengesetzter Schwingungen. Phys. ZS. 30, 427—429, 1929, Nr. 13. Es wird ein schwingender Spiegel mit weitgehender Frequenzverstellung beschrieben, der sich besonders zur Vorführung von Lissajouschen Figuren in großen Hörsälen bewährt hat. Dazu werden zwei gleichartige, voneinander unabhängige Systeme mit je einem Spiegel verwandt. Der Spiegel ist mittels zweier Stahldrähte bifilar eingespannt. Seine Frequenz kann man durch die Drahtspannung regeln. Die Schwingungsbewegung wird nach dem Prinzip des Wagnerschen Hammers aufrechterhalten. Daß die Schwingung gut sinusförmig verläuft, kann man aus einer Anzahl beigegebener Schwingungsbilder ansehen. Vielseitige Anwendungsmöglichkeiten werden angedeutet.  
*W. Pupp.*

**L. Siedentopf.** Über ein Beleuchtungsdiagramm zur Darstellung optischer Äquivalenzen. ZS. f. Phys. 56, 397—401, 1929, Nr. 5/6. Es wird die optische Äquivalenz der mikroskopischen Abbildung eines Nichtselbstleuchters mit der eines Selbstleuchters für den Fall des Doppelspaltes behandelt. Aus der von Abbe für die Abbildung eines nichtselbstleuchtenden Doppelspaltes angegebenen Formel für den Verlauf der Intensität werden Fälle der Äquivalenz erhalten, die in einem einfachen Diagramm dargestellt werden können. Nach diesem wechseln Bereiche der Äquivalenz mit solchen der Nichtäquivalenz ab.  
*Gerhardt.*

**J. Thoverl.** Appareil à cellule photo-électrique pour la photométrie et la calorimétrie (trichromie objective). Journ. de phys. et le Radium 3) 10, 94 S—95 S, 1929, Nr. 5. [Bull. Soc. Frang. de Phys. Nr. 278.] Es wird ein neues Spektralphotometer beschrieben. Das durch ein Gitter spektral zerlegte Licht eines Spaltes wird auf eine Photozelle abgebildet, die Photoströme werden durch zweimalige Verstärkung direkt am Milliampereometer abgelesen. Das Instrument ist empfindlich und vielseitig verwendbar, besonders für die Zwecke der trichromatischen Photometrie.  
*Weiss.*

**R. de L. Kronig.** Quantum Theory of Dispersion in Metallic Conductors. Proc. Roy. Soc. London (A) 124, 409—422, 1929, Nr. 794. In die Gleichungen der phänomenologischen Elektrodynamik gehen als Materialkonstanten nur die Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$ , die magnetische Permeabilität und die Leitfähigkeit  $\sigma$  ein. Für hinreichend langsame Schwingungen ist es sicher zulässig, diese Größen als von der Frequenz unabhängig anzunehmen. Das wird unzulässig, sobald die Schwingungsdauer vergleichbar wird mit der Dauer der Einzelprozesse des Leitfähigkeitsmechanismus. Zur Berechnung dieser „Relaxationszeit“ lagen klassisch nur grob schematisierte Ansätze vor. Unter Zugrundelegung der Blochschen Leitfähigkeitstheorie kann man diese Zeit abschätzen und kommt auf  $10^{-13}$  bis  $10^{-14}$  Sek. in Übereinstimmung mit der Schwingungsdauer, für die die experimentellen Werte von  $\epsilon$  und  $\sigma$  merklich von den Werten für  $\nu = 0$  abweichen. Ist die Frequenz noch größer (sichtbares bis ultraviolette Licht), so darf man die Zusammenstöße der Elektronen mit dem Gitter, die für die

Gleichstromleitfähigkeit maßgebend sind, ganz vernachlässigen und kann das unter einigen vereinfachenden Annahmen über das Modell den quantitativ Verlauf von  $\varepsilon$  und  $\sigma$  mit guter Übereinstimmung wiedergeben. *Peierls*

**Bergen Davis and Harris Purks.** Unusual reflecting power of a pair calcite crystals. *Phys. Rev.* (2) **34**, 181–184, 1929, Nr. 2. Die Zusammenfassung der Autoren lautet: „Die Reflexionseigenschaften des Kalkspatkristalls (Spat aus Island) werden beschrieben. Zwei gespaltene Calcitkristalle wurden auf einem doppelten Röntgenspektrometer in paralleler Lage aufmontiert. Der Reflexionskoeffizient, die prozentuale Reflexionsintensität und die Breite der Intensitätskurven bei Änderung des Reflexionswinkels wurden gemessen in zwei Ordnungen und für drei Wellenlängen, nämlich  $\lambda = 0,209, 0,7077$  und  $1,537 \text{ \AA.-E.}$  Die prozentuale Reflexion war in erster Ordnung für  $1,537 \text{ \AA.-E.}$   $48,5\%$ . Der entsprechende Reflexionskoeffizient war klein. Die Breite der Intensitätskurven war außerordentlich gering, bei  $0,7078 \text{ \AA.-E.}$  in zweiter Ordnung nur  $1,25''$ . Diese Breite ist geringer, als man nach der Darwinschen Gleichung erwarten sollte, wenn man die früher bestimmten Werte des Struktur faktors verwendet. Kristalle mit solchen Eigenschaften sind besonders wertvoll zum Gebrauch für die Doppelkristallspektrometer, wenn man ein hohes Auflösungsvermögen wünscht.“ Trotz der durch Kurvenbilder und Tabellen veranschaulicht relativ guten Eigenschaften werden die verwendeten Kristalle als unvollkommen bezeichnet, da sie höchstens  $48\%$  der theoretisch zu erwartenden Reflexion ergeben. Auch die Breite der Reflexionsgebiete übertrifft die theoretischen Werte. Infolgedessen waren die experimentellen Schwierigkeiten besonders bei den kleinen Wellenlängen beträchtlich, indem es nur schwer gelang, die Streustrahlung von der Ionisationskammer fernzuhalten. *Stintz*

**A. Filippov und W. Prokofjew.** Anomale Dispersion des Natriumdampf im Sichtbaren und Ultraviolett. *ZS. f. Phys.* **56**, 458–476, 1929, Nr. 7. Die Verf. untersuchen in vorliegender Arbeit die anomale Dispersion (gleich a. D.) an den Absorptionslinien der Hauptserie von ungesättigtem Natriumdampf bis zum 16. Glied und bestimmen so die relativen Beträge der Dispersion an den einzelnen Linien. Sie benutzen ein in optischen Institut in Leningrad gebautes vorzügliches Interferometer nach Jamin mit platiniierten halbdurchsichtigen Platten aus Flußspat, um möglichst weit ins Ultraviolett vordringen zu können, und arbeiten nach der Methode der horizontalen Interferenzstreifen und nach der „Hakenmethode“ von Roschdestwensky. Besondere Beachtung verdienen die ausgezeichneten Reproduktionen der scharfen und deutlichen Aufnahmen der Interferenzstreifen und der Haken an den vielen Linien bis hin an das Ende der Hauptserie. Sie verbürgen die erforderliche Genauigkeit der Messungen. Die aus der Größe der a. D. bzw. aus dem Abstand der „Haken“ beiderseits einer Absorptionslinie  $n$  berechnete Zahl  $\mathfrak{N}_n$  der Dispersionselektronen ist beim zweiten Gliede  $1/70$  des ersten Gliedes und beim 16. Gliede nur noch  $1/2000$  des zweiten Gliedes. Die starke Abnahme der  $\mathfrak{N}$ -Werte mit wachsender Gliednummer ist seit 1911 (qualitative Versuche von Bevan) bekannt und quantentheoretisch durch Abnahme der Übergangswahrscheinlichkeiten der Linien zu deuten. Die vorliegende Arbeit enthält zum erstenmal exakte quantitative Messungen dieser Abnahme, da die früheren Absorptionsmessungen von Trumpy sich als nicht ganz zuverlässig herausstellen. Da der Absolutwert des ersten Gliedes (der  $D$ -Linien) früher von Ladenburg-Minkowski bestimmt worden ist, ist nunmehr ein einwandfreier Vergleich mit den quantenmechanischen Berechnungen der Übergangswahrscheinlichkeiten (von Sugiu

(d von Prokofjew) möglich. Es ergibt sich vollständige Übereinstimmung. Im Gliede  $n = 11$  an gilt innerhalb der Meßfehler von 3 bis 5% das Gesetz  $n^3 = \text{const}$ ; die niedrigeren Glieder zeigen in Übereinstimmung mit der Theorie eine deutliche Abweichung von diesem Gesetz, während nach Trumpys Versuchen dies Gesetz bereits vom fünften Gliede an gelten sollte. Setzt man die üblich  $\mathfrak{N}_n = f_n \cdot N$ , wobei  $N$  die dem Dampfdruck proportionale Atomzahl bedeutet, so ergeben die vorliegenden Messungen für die Summe  $\sum_{n=2}^{\infty} f_n$  nur 8% des  $f$ -Wertes des ersten Gliedes (beider  $D$ -Linien zusammen). Für diesen Wert fanden Ladenburg-Minkowski  $1,00 \pm 0,02$ , so daß  $\sum_{n=1}^{\infty} f_n = 1,02 \pm 0,02$  wird. Da nach dem  $f$ -Summensatz von Reiche-Thomas-Kuhn diese Summe — einschließlich des kontinuierlichen Spektrums — gleich 1 sein soll, bleibt nach Meinung der Verff. für das Kontinuum zusammengekommen jedenfalls weniger als 1% des ersten Gliedes; bei den vorliegenden Messungen konnte überhaupt kein Einfluß des Kontinuums auf die Dispersion nachgewiesen werden. *Ladenburg.*

**Wachsmuth.** Bestimmung des Brechungsindex von Glas und Silber für Röntgenstrahlen. (Nach Messungen von Kellermann.) Verh. d. D. phys. Ges. (3) 10, 25–26, 1929, Nr. 2. Es werden die Brechungsexponenten von Kronglas und Silber für  $\text{Cu K}\alpha$ -Strahlung in der Weise bestimmt, daß ein nahezu paralleles und monochromatisches Strahlenbündel an einer Zylinderfläche total reflektiert wird. Die total reflektierten Strahlen rufen auf einer photographischen Platte eine Verbreiterung des schmalen Schwärzungsstriches hervor, der infolge der direkt vorbeigehenden Strahlung entsteht. Die Zylinderflächen werden mittels Durchbiegen einer ebenen Substanzplatte erzeugt. Bei den Aufnahmen wird dieses Zylindersegment um eine der Erzeugenden als Achse gedreht. Zahlenwerte werden nicht angegeben. *Schocken.*

**Kirkpatrick and Margaret Dewar.** Classical scattering in x-ray reflection. Phys. Rev. (2) 34, 549–550, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Aus der klassischen Theorie der Streuung von kurzwelliger Strahlung an Elektronen folgt, daß die Streuintensität bei einfallendem unpolarisierten Lichte sich ändert wie  $(1 + \cos^2 2\Theta)$ , wobei  $2\Theta$  den Streuwinkel bedeutet. Es wurde die Richtigkeit dieses Ausdrucks bei der Kristallreflexion untersucht. Unpolarisierte Röntgenstrahlen wurden an einem Steinsalzkristall reflektiert und dann an Aluminium gestreut. Aus der Intensitätsverteilung der gestreuten Strahlung läßt sich die bei der Reflexion erzeugte Polarisation ermitteln; diese Polarisation wurde mit der durch die klassische Streufunktion vorhergesagten verglichen. Für Ablenkungen von  $15^\circ 8'$  und  $20^\circ 10'$  war die beobachtete Streuung innerhalb der Fehlergrenze klassisch. Man kann auch zeigen, daß die Reflexionsstreuung bei  $0$  und  $90^\circ$  in Übereinstimmung mit diesen Ergebnissen ist. *G. Herzberg.*

**S. Krishnan and S. Ramachandra Rao.** The Anisotropy of the Polarization Field in Liquids. Indian Journ. of Phys. 4, 39–55, 1929, Nr. 1. Der bekannte Lorentzsche Ausdruck für das auf irgendein Molekül eines brechenden Mediums wirkende, von den umgebenden induzierten Dipolmolekülen hervorgerufene Polarisationsfeld ist auf wirkliche, aus optisch anisotropen Molekülen bestehende Flüssigkeiten nur dann anwendbar, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt sind. Erstens soll die Verteilung der das Molekül umgebenden Nachbar-moleküle sphärisch symmetrisch und zweitens soll ihre Orientierung bezüglich

des betrachteten Moleküls gänzlich zufällig sein. Die Gültigkeit dieser zu den Bedingungen wird auf Grund der jüngsten durch die Röntgenuntersuchungen gewonnenen Erfahrungen über die Feinstruktur der Flüssigkeiten diskutiert. Es wird gezeigt, daß für Moleküle, die eine sehr asymmetrische Form haben, z. B. für die normalen Kohlenwasserstoffe der Fettreihe, wenn auch die zweifache Forderung der zufälligen Orientierung mehr oder weniger zutreffen dürfte, die kugelsphärische Symmetrie der Verteilung keinesfalls vorhanden ist. Daraus folgt, daß die Größe des Polarisationsfeldes mit der Richtung des einfallenden Lichtes (bezogen auf das Molekül) variieren muß, d. h. es ist anisotrop. Die Größe dieser Anisotropie wird einerseits aus Daten der Röntgenanalyse, andererseits indirekt aus Messungen der Lichtstreuung für einige typische Flüssigkeiten (Pentan, Hexan, Heptan, Octan, Benzol und Cyclohexan) berechnet, wobei die nach den beiden Methoden gefundenen Werte gute Übereinstimmung ergeben. Der Einfluß der dichten Packung, d. h. der Dichte auf die Anisotropie des Polarisationsfeldes wird aus Streuungsmessungen bei verschiedenen Temperaturen diskutiert. Die Anisotropie scheint sich bei hohen Dichten asymptotisch einem bestimmten Wert von der Asymmetrie des Moleküls abhängigen Maximalwert zu nähern und in Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen — bei sehr geringen Dichten den Minimalwert Null zu erreichen.

Dadiou

**A. Dadiou und K. W. F. Kohlrausch.** Studien zum Ramaneffekt. III. Versuche zur Deutung der Ramanspektren. Wiener Ber. 138 [2a], 441—449, 1929, Nr. 5/6. An dem bisher gewonnenen Material wird gezeigt, daß sich in den Ramanspektren Linien aufzeigen lassen, die sich wie sogenannte „innere“ und „äußere“ Schwingungen verhalten. In der Schwingungsformel

$$\omega_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{f}{\mu}}$$

bleiben bei den „inneren“ Schwingungen (Schwingungen der Atome innerhalb einer der das Molekül zusammensetzenden Gruppen) sowohl die „reduzierte“ Masse  $\mu$  als auch die bindende Kraft  $f$  (abgesehen von konstitutiven Einflüssen) konstant, wenn dieselbe Gruppe in verschiedenen Molekülen betrachtet wird, aus der trotzdem eintretenden, im allgemeinen geringen Verschiebung der Frequenz kann auf die konstitutiven Einflüsse zurückgeschlossen werden. Bei den „äußeren“ Schwingungen (Schwingungen der Gruppen, aus denen sich das Molekül zusammensetzt, gegeneinander) ändert sich die reduzierte Masse beim Übergang von einem Molekül, an das diese Gruppe angehängt wird, zum anderen; gleichzeitig kann die bindende Kraft geändert werden. Diese Fälle werden an Hand des experimentellen Materials besprochen, und es wird gezeigt, wie man wenigstens einen Teil der Ramanlinien mit ziemlicher Annäherung vorausberechnen kann, wenn für die in Betracht kommende Schwingung die Massen der beteiligten Partner (Atome oder Gruppen) und die Spaltungsarbeit für die betreffende Bindung aus thermochemischen Daten bekannt sind.

K. W. F. Kohlrausch

**A. Dadiou und K. W. F. Kohlrausch.** Der Ramaneffekt in Wasser. Naturwissenschaften. 17, 625—626, 1929, Nr. 31. Der Ramaneffekt in Wasser ergab ein Doppelbande mit den Intensitätsmaxima bei 3324 und 3513  $\text{cm}^{-1}$ ; die Lage dieser beiden Diffusionslinien entspricht genau jener, die zu erwarten wäre, wenn man das Molekül  $\text{H}-\text{O}-\text{H}$  als gestreckt auffaßt und die Koppelschwingung eines solchen symmetrischen Moleküls berechnet. Aus der Spaltungsarbeit für  $\text{O}-\text{H}$ , den bekannten Massen für H und O und aus einem Bezugswert erhält man rechnerisch die Erwartungswerte 3312 und 3515  $\text{cm}^{-1}$ . K. W. F. Kohlrausch

**L. Kinsey.** The Raman effect in water. Phys. Rev. (2) **34**, 541, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Das Licht einer Hg-Lampe aus Glas wurde in destilliertem Wasser gestreut und auf astronomischen, grün empfindlichen Platten photographiert. Aufnahmen von 24 bis 36 Stunden ergaben drei Banden im Streulicht bei  $\lambda$  4150, 4680 und 5157. Die Bande 4150 ist ein Dublett, das durch Streuung der Hg-Linie 3650 entsteht und die Bande 4680 ein durch die Hg-Linien 4046 und 4077 angeregtes Triplet. Diese Banden können erklärt werden durch gestreute infrarote Wellenlängen 2,92 und 3,13  $\mu$ , deren Existenz Ellis auch schon gefordert hat, um das infrarote Spektrum richtig zu ordnen. Die der Bande 3,13  $\mu$  entsprechende Grundschwingung 6,31  $\mu$  würde eine Ramanlinie bei 4647 ergeben bei Anregung durch die Hg-Linie 4358. Dieselbe wird aber nicht beobachtet.

G. Herzberg.

**Terre Daure.** Étude photométrique de l'effet Raman. C. R. **188**, 1605, 1606, 1929, Nr. 25. 1. Es wird das Verhältnis  $r$  gemessen zwischen den Intensitäten der einander entsprechenden und zu derselben Primärlinie gehörenden

blau und rot verschobenen Ramanlinien; die theoretische Forderung  $r = e^{-\frac{hc}{kT}n}$  ( $c$  = Lichtgeschwindigkeit,  $h$  = Plancksche,  $k$  = Boltzmannsche Konstante,  $n$  = Ramanfrequenz in  $\text{cm}^{-1}$ ) zeigt sich innerhalb der Versuchsgenauigkeit erfüllt. Es wird die Änderung der Intensität einer bestimmten Ramanlinie mit Änderung der Primärfrequenz gemessen; da hierbei die Intensität der Ramanlinie proportional bleibt der Intensität der unverschoben gestreuten Linie und da die Intensität der gestreuten Linie bekanntlich mit der vierten Potenz der Frequenz wächst, so ergibt sich für das hier untersuchte Intervall ( $\lambda = 4358$  bis 5460 Å), daß die Intensität der rot verschobenen Ramanlinien ebenfalls mit der vierten Potenz der Frequenz abnimmt. 3. Es wird die in Form von rot verschobenen Ramanlinien gestreute Energie mit der unverschoben gestreuten verglichen und gefunden, daß sie in einigen Fällen ( $\text{C}_6\text{H}_{12}$ ,  $\text{AsCl}_3$ ) bis 0,1 der letzteren ausmacht. Endlich wird darauf hingewiesen, wie verschieden die Intensitätsverteilung im Ramanspektrum von dem des ultraroten Absorptionsspektrums ist. Die Versuche 1 und 2 wurden an  $\text{AsCl}_3$ ,  $\text{CCl}_4$  und  $\text{PCl}_3$  ausgeführt.

K. W. F. Kohlrausch.

**B. Barnes.** Fine Structure of Infra-Red Absorption in Organic Compounds and the Raman Effect. Nature **124**, 300–301, 1929, Nr. 3121. In der Gegend von 3,5  $\mu$  werden die ultraroten Banden von Benzol, Toluol, m-, p-Xylol, Äthyl-, Butyl-, Monochlor-, Monobrombenzol ausgemessen; die Wellenlängen werden auf  $\pm 0,003 \mu$  genau geschätzt. Die Einführung der Substituenten bedingt im allgemeinen Verschiebungen der Benzolbanden, die aber in keinem Falle den Wert 0,01  $\mu$  übersteigen und in der Mitteilung im einzelnen besprochen werden. Die Benzolbande bei 3,25  $\mu$  besteht aus drei ungefähr gleich intensiven Teilbanden bei 3,231, 3,253, 3,291  $\mu$ . Der Vergleich mit den Ergebnissen der Ramanversuche beschränkt sich auf die Feststellung, daß jeder Ramanlinie wohl eine ultrarote Bande entspricht, das Umgekehrte aber nicht zutrifft.

K. W. F. Kohlrausch.

**Rasetti.** Incoherent scattering and structure of diatomic molecules. Phys. Rev. (2) **34**, 548, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Feinstruktur der Ramanspektren von  $\text{H}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}$  und  $\text{NO}$  wurde analysiert. Das Ergebnis stimmt in Übereinstimmung mit der vom Verf. früher gegebenen Theorie, daß, wenn ein Molekül in einem  $\Sigma$ -Zustand befindet ( $\text{N}_2$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}$ ), nur Übergänge mit  $\Delta j_k = 0, \pm 2$  bei dem Streuprozeß stattfinden können. In symmetrischen Molekülen fehlt, wenn die Kerne keinen Spin haben ( $\text{O}_2$ ), jedes zweite Rotationsniveau und das gibt Linien im Abstand  $8 \cdot \frac{h}{8\pi^2 J_0}$ . Wenn ein Kernspin vor-

handen ist ( $H_2$ ,  $N_2$ ), ist jede zweite Linie schwach vorhanden; in  $H_2$  entsprechen die starken Linien Übergängen zwischen ungeraden Rotationsniveaus, in  $N_2$  zwischen geraden. Wenn das Molekül sich in einem  $\Pi$ -Zustand befindet und dieser Feinstruktur besitzt ( $^2\Pi$  im Falle von NO,  $\Delta\nu = 124\text{ cm}^{-1}$ ), wird ein Übergang zwischen den beiden Komponenten des Dubletts im Ramaneffekt beobachtet.

G. Herzberg

**F. Rasetti.** Further Investigation on Incoherent Scattering in Gases. *Nature* **124**, 93, 1929, Nr. 3116. Es wird zum erstenmal ein reiner Elektronensprung im Ramanspektrum beobachtet, und zwar an NO, entsprechend dem Frequenzunterschied eines Dubletts, dessen Terme entgegengesetztem Elektronendrehmoment zugehören. Erregt wurde das Ramanspektrum dabei mit der Hg-Linie 2536. Mit einer neuen Apparatur, welche Messungen an Gasen bis zu 10 Atm. Druck gestattet, werden am Wasserstoff reine Rotations-Ramanlinien und gut ausgebildete Rotationsschwingungslinien beobachtet. Aus den Beobachtungen lassen sich sowohl das Trägheitsmoment wie die Eigenschwingungsfrequenz des  $H_2$ -Moleküls mit großer Genauigkeit bestimmen. Gasförmige Kohlenwasserstoffe geben kräftige Ramanlinien bei einer Expositionszeit von wenigen Stunden.

Stueckelberg

**Silvio Chella.** Proprietà ottiche delle lamine liquide nello spazio nero di Newton. *Cim. (N. S.)* **5**, 416–431, 1928, Nr. 10. Interferometrische Beobachtungen des Verf. am schwarzen Fleck von Seifenhäutchen ergeben, daß die Dispersion in diesem wesentlich größer ist als in Wasser oder irgendeiner anderen bekannten Flüssigkeit größerer Dicke. Es zeigt sich eine Absorptionsbande bei  $2300\text{ Å}$ , die durch die Absorption in Wasser und Ölsäure nicht erklärbar ist. Die Dicke des schwarzen Fleckes ist kleiner als  $5 \cdot 10^{-7}\text{ cm}$  und vielleicht sogar wesentlich kleiner. Eine Erklärung der hier gefundenen optischen Eigenschaften dünnster Flüssigkeitsschichten kann noch nicht gegeben werden.

K. Przibram

**W. L. Bragg.** Diffraction of X-rays by Two-Dimensional Crystal Lattice. *Nature* **124**, 125, 1929, Nr. 3117. W. Linnik hat einen Versuch beschrieben, bei dem ein engbegrenzter Kupfer-K $\alpha$ -Strahl ein Glimmerspaltstück durchsetzte, das vorher auf Rotglut erhitzt und gekühlt war. Eine Photographie des gebeugten Strahles zeigte Interferenzflecke. Auf Grund ihrer Anordnung schloß Linnik, daß dünne Schichten des Kristalls als zweidimensionale Gitter wirkten und der Raumgittereffekt infolge der Wärmebehandlung zerstört war. Linniks Resultate werden nun der Wirkung eines gewöhnlichen dreidimensionalen Gitters zugeschrieben. Zu dem Zwecke muß angenommen werden, daß die Kristallflächen nicht ganz parallel zueinander sind, sondern die Flächennormalen eine zufällige Orientierung um eine gewisse mittlere Lage besitzen. Um dies zu beweisen, wird ein Glimmerspaltstück –  $0,6\text{ mm}$  dick – annähernd senkrecht der Bestrahlung von MoK-Strahlung ausgesetzt. Während der Exposition der photographischen Platte wird es um die horizontale und die vertikale Achse gedreht. Die so entstehende Photographie hat dasselbe Aussehen wie die von Linnik publizierte. Es ist also nicht notwendig, anzunehmen, daß der Kristall als zweidimensionales Gitter wirkt.

Schockley

**K. L. Wolf und W. Herold.** Über die Ultraviolettabsorption der Carbonylgruppe. Vorläufige Mitteilung. *ZS. f. phys. Chem. (B)* **5**, 124–131, 1929, Nr. 2. Berichtigung ebenda S. 476, Nr. 6. Es wird die Gleichartigkeit des Verhaltens der Ultraviolettabsorption der C=O-Gruppe in Säuren, Aldehyden

und Ketonen diskutiert an Hand der Werte der  $k_{\max}$  der langwelligeren ultravioletten Bande. Für die Ketone werden die  $k_{\max}$ -Werte in den verschiedenen Lösungsmitteln in einer Tabelle zusammengestellt, wobei eine Reihe neuer Werte mitgeteilt werden. Ferner werden Messungen der Ultravioletabsorption des Propionaldehyds in verschiedenen Lösungsmitteln mitgeteilt, die zu folgenden Resultaten führten: In verdünnter Heptanlösung hat  $k_{\max}$  bei Propionaldehyd den normalen Wert ( $lg k_{\max} = \text{etwa } 1,25$ ). In wässriger Lösung wird dagegen ein wesentlich kleinerer Wert gefunden ( $lg k_{\max} = 0,92$ ); dieser Wert ist aber nur vorgetäuscht. Tatsächlich verwandelt sich in der wässrigen Lösung ein Teil des Aldehyds in im zugänglichen Bereich nicht absorbierendes (einfach gebundener Sauerstoff!) Aldehydhydrat. Das Gleichgewicht, das bei etwa 60 % Hydrat liegt, ist bei der 0,16 norm. Lösung spätestens nach Ablauf von 3 Minuten erreicht. In methyl- und äthylalkoholischer Lösung muß ebenfalls die Reaktion des Aldehyds mit dem Lösungsmittel (Aufrichtung der doppelten Sauerstoffbindung) berücksichtigt werden. Durch ein besonderes Aufnahmeverfahren gelingt es, die durch diese Reaktion verursachte Zeitabhängigkeit der Absorption zu umgehen. Für die  $k_{\max}$  werden dann wieder normale Werte gefunden, während frühere abweichende Befunde von Henri und Bielecki (Ber. d. D. chem. Ges. 46, 3627, 1913; 47, 1690, 1914) auf Grund oben genannter Reaktion erklärt werden können. Der Mechanismus der Halbacetal- und Acetalbildung läßt sich optisch verfolgen. Die für Propionaldehyd gemessenen Werte sind

I. in Heptan (0,05 norm.) . . . .	$\lambda_{\max}$ 2904 Å.-E., $lg k_{\max}$ 1,245
II. „ Wasser (0,16 norm.) . . . .	$\lambda_{\max}$ 2775 Å.-E., $lg k_{\max}$ 0,920
III. „ Methanol (0,16 norm.) . . . .	$\lambda_{\max}$ 2849 Å.-E., $lg k_{\max}$ 1,240
IV. „ Äthanol (0,16 norm.) . . . .	$\lambda_{\max}$ 2861 Å.-E., $lg k_{\max}$ 1,265

K. L. Wolf.

Jaffé und J. Dailidé. Zur Optik geschichteter Halbleiter. Ann. d. phys. (5) 2, 1–26, 1929, Nr. 1. Im Anschluß an die mathematisch strenge Behandlung der Lichtfortpflanzung in geschichteten Isolatoren durch W. Behrens Math. Ann. 76, 380, 1915) werden eben geschichtete Halbleiter behandelt. In Anlehnung an die bekannten Formeln für inhomogene Wellen in homogenen Halbleitern (§ 1) werden zunächst die Bahnkurven für den Schichtkörper ermittelt (§ 2); es zeigt sich, daß das Fermatsche Prinzip nicht mehr gilt. Eine einzelne inhomogene Welle kann sich in dem geschichteten Halbleiter nur ausbreiten, wenn das Gesetz der Schichtung gewissen Bedingungen unterliegt. Im allgemeinen Falle muß eine zweite Welle hinzugenommen werden, die an jeder Stelle durch Reflexion an der betreffenden Schichtebene aus der ersten hervorsteht (§ 3). Die Bestimmung beider Wellen führt auf eine einzige Differentialgleichung, die in § 4 integriert wird. Nachdem so die Formeln für die Ausbreitung von Wellen im Innern des Schichtkörpers gewonnen sind, wird die Reflexion an einem solchen Körper untersucht (§ 5) und daraus werden Bedingungen gewonnen, die für sein „Schwarzsein“ hinreichend sind (§ 6). Diese Bedingungen verlangen Stetigkeit der Funktionen  $s$ ,  $\mu$ ,  $\sigma$  und ihrer ersten Differentialquotienten an der Grenzfläche und stellen außerdem eine Forderung an das Bildungsgesetz des Schichtkörpers von der Grenze bis ins Unendliche. Die Frage, ob es speziell gebaute Schichtkörper gibt, die den aufgestellten Bedingungen in mathematischer Strenge genügen, muß offenbleiben. Es läßt sich aber an zwei Beispielen (§ 7 und § 8) zeigen, daß es jedenfalls Bildungsgesetze für Schichtkörper gibt, bei denen er mit jeder gewünschten Annäherung schwarz

G. Jaffé.

**Wilhelm Schütz.** Bemerkung zum  $\mathfrak{I}g C \cdot H/T$ -Gesetz der paramagnetischen Drehung der Polarisationssebene. ZS. f. Phys. **54**, 731–735, 199, Nr. 9/10. Die paramagnetische Drehung (p. D.) der Polarisationssebene beruht auf der mit abnehmender Temperatur zunehmenden Verschiedenheit der Intensität der rechts und links zirkular-polarisierten Zeemankomponenten paramagnetischer Substanzen. Ladenburg, Frenkel und Darwin haben die Größe der p. D. für den Fall berechnet, daß die magnetische Energie klein gegen  $kT$  ist. Im Bezug auf die Untersuchungen von Jean Becquerel und W. de Haas über die Sättigung der p. D. des Tysonits bei sehr tiefen Temperaturen (ZS. f. Phys. **678**, 1929) berechnet Verf. die p. D. für den allgemeinen Fall, daß die magnetische Energie nicht klein ist gegen  $kT$ . Bei Benutzung des Boltzmannschen Theorems ergibt sich, daß sowohl Magnetisierung als p. D. proportional sind dem Ausdruck

$$\left(j + \frac{1}{2}\right) \mathfrak{C}tg \left(j + \frac{1}{2}\right) \alpha - \frac{1}{2} \mathfrak{C}tg \frac{\alpha}{2};$$

dabei ist  $2j + 1$  die Anzahl der im Magnetfeld entstehenden Terme und  $\alpha = g\mu_0 H/kT$ ,  $g$  der Landésche Aufspaltungsfaktor,  $\mu_0$  das Bohrsche Magneton.

Für  $j = \frac{1}{2}$  erhält man das von Lenz für die Magnetisierung von Kristallen abgeleitete und von Becquerel und de Haas für die p. D. gefundene  $\mathfrak{I}g$ -Gesetz, da der obige Ausdruck in  $-\frac{1}{2} \mathfrak{I}g \alpha/2$  übergeht. Für den Tysonit haben Becquerel und de Haas als magnetisches Moment der p. D. nahe ein Bohrsches Magneton gefunden (also  $j = \frac{1}{2}$ ,  $g = 2$ ). Dies legt die Vermutung nahe, daß von den vier in

Tysonit enthaltenen Ionen (La, Ce, Nd, Pr) allein die beiden Einstellmöglichkeiten der Eigendrehung des einzigen bei  $\text{Ce}^{+++}$  in der Schale mit  $n = 4$ ,  $k = 3$  befindlichen Elektrons für die p. D. und die Magnetisierung maßgebend sind. *Ladenburg*

**G. Bruhat.** Polarimètre-ellipsomètre pour la mesure des dichroïsmes circulaires. Journ. de phys. et le Radium (6) **10**, 51S–52S, 1929, Nr. 3. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 275.] Optisch aktive absorbierende Körper zeigen in der Nähe ihrer Absorptionsbanden gewöhnlich einen sogenannten Cotton-Effekt, der sich einerseits durch eine Anomalie der Rotationsdispersion, andererseits durch die Existenz eines zirkularen Dichroismus äußert. Letzterer kann durch die Elliptizität der durchgelassenen Strahlung gemessen werden. Verf. beschreibt die Konstruktion eines einfachen Apparats zur Messung der Elliptizität, dessen Anwendung weniger umständlich sein soll als die von Chemikern meist angewandte Messung der Rotationsdispersion. *Dadié*

**Bruno Lange und Wilhelm Eitel.** Die Bestimmung der Depolarisation des Tyndalllichtes als kolloidchemische und mineralogische Arbeitsmethode. S.-A. N. Jahrb. f. Min., Beilage-Bd. **57**, Abt. A, 541–562, 1929. Die theoretischen Grundlagen, die Versuchsanordnung und die Anwendungsmöglichkeiten von Depolarisationsmessungen an Tyndalllicht zur Bestimmung der Teilchengröße und Form in kolloidalen sowie molekularen Systemen werden eingehend besprochen. Die Abhängigkeit des Polarisationsgrades von Wellenlänge und Konzentration wird an Hand von Kurven und Tabellen dargestellt. Die Methode ist auch auf den gasförmigen und festen Aggregatzustand anwendbar und wurde vorläufig an Gläsern praktisch erprobt. *Dadié*

**W. Hanle und E. F. Richter.** Polarisationserscheinungen bei der stufenweisen Anregung der Fluoreszenz von Quecksilberdampf. ZS.

ys. 54, 811—818, 1929, Nr. 11/12. Quecksilberatome werden durch stufenweise Anregung mittelst linear polarisierten Lichtes unter Stickstoffzusatz zur Fluozenz gebracht. Das aus den drei Linien 5461, 4358 und 4047 bestehende Fluozenzlicht ist wieder linear polarisiert. Die Polarisationsverhältnisse lassen sich nicht weiter aus den bekannten Zeemanaufspaltungen dieser Linien angeben. Besonders wird auf das eigentümliche Verhalten der Linie 4358 aufmerksam gemacht. Die Polarisationssebene des Fluoreszenzlichtes von 4358 steht senkrecht auf der Polarisationssebene des eingestrahlten Lichtes. Parallel zu diesen Polarisationserscheinungen gehen charakteristische Veränderungen der relativen Intensitäten der drei Linien 5461, 4358 und 4047. Es zeigt sich, daß das Intensitätsverhältnis dieser von einem Term ausgehenden Linien ( $2^3P_2 - 2^3S_1$ ,  $2^3P_1 - 2^3S_1$ ,  $P_0 - 2^3S_1$ ) ganz von den Anregungsbedingungen abhängt. Der zusätzliche Stickstoffdruck wird bis auf 170 mm erhöht und die Störung der Vorzugsrichtung der Atome im  $2^3S_1$ -Zustand beobachtet. Hanle.

Lyot. Quelques méthodes permettant l'étude de lumières très faiblement polarisées. Journ. de phys. et le Radium (6) 10, 37S—38S, 1929, Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 273.] Es wird die Konstruktion eines Polarimeters beschrieben, das erlaubt, ganz geringe Polarisationsgrade des Lichtes zu messen. Während die früheren Polarimeter nur gestatten, Polarisationsgrade von etwa 1% zu bestimmen, kann man mit Hilfe des neuen Instruments bis zu 10% kommen. Die Meßmethodik wird beschrieben und gezeigt, daß die Genauigkeit der Messungen eine relativ große ist. Dadiou.

Charles Bouhet. Polarisation elliptique par réflexion à la surface des liquides purs et des solutions salines. Journ. de phys. et le Radium (6) 10, 50S—51S, 1929, Nr. 3. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 275.] Wenn linear polarisiertes Licht von der Oberfläche eines durchsichtigen Körpers reflektiert wird, weist das zurückgeworfene Licht eine geringe Elliptizität auf. Nach Jamin besitzen organische Flüssigkeiten eine positive, Wasser- und Salzlösungen dagegen eine negative Elliptizität besitzen. Verf. wiederholt diese Untersuchungen mit feinerten Mitteln und unter allen Vorsichtsmaßregeln und findet übereinstimmend mit Lord Rayleigh, daß die Ergebnisse Jamins an Wasser nicht richtig sind, sondern durch das Vorhandensein einer dünnen Fettschicht gefälscht sein dürften. Er findet für die Elliptizität vollkommen reinen Wassers + 0,00040. Eine Reihe von Salzlösungen werden auch untersucht und Elliptizitäten von + 0,00038 bis + 0,00043 gefunden. Dadiou.

Emut Blittersdorf. Optische Untersuchungen am Kaliumlithiumsulfat. ZS. f. Krist. 71, 141—168, 1929, Nr. 3. Es wurden die optischen Konstanten für Kaliumlithiumsulfat bestimmt. Die Brechungsquotienten bewegen sich zwischen 1,4697 und 1,4798. Die Doppelbrechung wurde nach der Methode der spektralen Interferenzen bestimmt. Sie beträgt bei 400 m $\mu$  0,000400, bei 500 m $\mu$  0,000567, also ungefähr ein Zwanzigstel des Doppelbrechungswertes für Quarz. Die Zahl  $N$  berechnet sich zu  $-6,18$ . Die deutlich unternormalen Farben, die dem Typus der Brucitfarben angehören, wurden für etwa zehn Ordnungen berechnet und diagrammatisch dargestellt, sowie die Möglichkeit ihrer Wiederherstellung mit Hilfe einer Farbenscheibe erläutert. Die Veränderung der optischen Konstanten mit der Temperatursteigerung wurde untersucht. Dabei ergab sich, daß die Doppelbrechung von 0 bis 435° für eine mittlere Wellenlänge auf das Doppelte des ursprünglichen Wertes ansteigt und sich dann bei der Umwandlung in einmal verdoppelt. Entsprechend einer starken Änderung, die die Zahl  $N$

bei der Temperaturerhöhung erleidet, indem der Wert für  $N$  immer kleiner wird und von etwa  $390^\circ$  an sein Vorzeichen wechselt, gleichen sich die zunächst unnormalen Farben allmählich den normalen an, bei  $390^\circ$  sind sie normal. Bei weiterer Temperaturerhöhung ändert den Charakter der Farben sehr wenig. Sie nähern sich nach der Umwandlung schwach übernormalen Farben. (Zusammenfassung des Autors.) Dadl

**Pierre Leroux.** Étude de l'absorption d'un cristal de diallogite. C. R. 189, 162–163, 1929, Nr. 4. Frühere Untersuchungen (z. B. C. R. 185, 1456, 1908; Journ. de phys. 9, 142, 1928), betreffend den Pleochroismus des Turmalins, haben gezeigt, daß die Lichtabsorption in der Richtung der optischen Achse verschieden ist von der senkrecht zur Achse. Verf. untersucht nun einen schwach rosafarben gefärbten Dialogit ( $\text{MnCO}_3$ ) aus Colorado mit Hilfe der in den oben zitierten Arbeiten angegebenen Methode und findet dabei die analoge Erscheinung. In allen studierten Wellenlängen wird die Absorption des ordentlichen Strahles größer gefunden, wenn er sich in der Richtung der optischen Achse ausbreitet, als wenn er in der Richtung senkrecht zur Achse wandert. Weiter wird festgestellt, daß der Pleochroismus des Dialogits für das Ultraviolett ( $3655 \text{ \AA}$ ) ungefähr viermal so groß ist wie für das Gelb. Dadl

**H. Zocher.** Über die optische Anisotropie des gedehnten Kautschuks (Nach gemeinsamen Versuchen mit H. J. v. Fischer.) Kautschuk 5, 173–181, 1929, Nr. 8. Es wurde an gedehnten Kautschukbändern mittels eines Kalkspatkompensators nach Berek die Doppelbrechung gemessen, wobei Kautschuk verschiedener Herkunft und Vorbehandlung Verwendung fand. Außerdem wurde der Einfluß der Dehnungsgeschwindigkeit sowie der Temperaturerhöhung auf die Erniedrigung quantitativ verfolgt. Die Deutung der Erscheinungen ist ähnlich wie die der entsprechenden Röntgendiagramme durch Annahme von Kristallisationsvorgängen möglich; diese optische Methode ist jedoch genauer und zersparender zu handhaben, spricht auch schon an in Fällen, in denen mittels Röntgenstrahlen noch kein Nachweis von Kristallen geliefert worden war. Es wird angenommen, daß die Verunreinigungen des Kautschuks ein zusammenhängendes Ganzes bilden, aus dem eine kristallisierfähige Substanz beim Dehnen ausgepreßt und zur Kristallisation gebracht wird, im Gegensatz zur Theorie von Hauser und Mark, die eine Entquellung zusammenhängender Kautschuknetze voraussetzt. Lothar H.

**Mendousse.** Mesure des longueurs d'ondes effectives des écrans utilisés en pyrométrie. C. R. 189, 30–32, 1929, Nr. 1. Die „wirksamen“ Wellenlängen  $\lambda_{T_1 T_2}$  eines Filters ist definiert als die Wellenlänge, für die das Verhältnis  $Z$  der monochromatischen Helligkeit zweier Strahler von der Temperatur  $T_1$  und  $T_2$  gleich ist dem Verhältnis  $z$  der von dem Filter durchgelassenen Gesamthelligkeiten der beiden Strahler. Die Bestimmung dieser Wellenlänge erfordert demnach außer der rein pyrometrischen Messung von  $z$  eine Messung von  $Z$  in Abhängigkeit von  $\lambda$ . Hierzu bildet de Groot die beiden Strahler übereinander auf dem Spalt eines Spektroskops ab und sucht die Stelle gleicher Helligkeit beider Spektren. Zur Verbesserung dieser Methode ersetzt Mendousse das Spektroskop durch ein Spektralpyrometer, dessen Drähtchen im Spektrum eine Breite von  $10 \text{ \AA}$  einnimmt. Bei breitem Eintrittsspalt erlaubt die Helligkeitsmessung bis auf  $1000^\circ \text{ C}$  herunterzugehen. Bei der Messung bleibt die im Spektralpyrometer eingestellte Wellenlänge unverändert und man errechnet die Differenz zwischen dieser und der „wirksamen“ Wellenlänge aus dem gemessenen  $dT$ .

in beiden Strahlern ( $i$  = Pyrometerstrom). Trotz zulässiger Temperatur-Schwankungen und verhältnismäßiger Annäherung von  $T_1$  und  $T_2$  (1100 und 1000° C) betragen die angegebenen Wellenlängendifferenzen  $\pm 4 \text{ \AA}$ . Die Messungen sind durch ein von de Groot geeichtes Filter nachgeprüft und werden durch die Bestimmung des Einflusses der Filterbeschaffenheit ergänzt. *Auer.*

**H. H. Goddard.** On the efficient utilization of solar energy. Journ. Opt. Soc. Amer. **19**, 42–46, 1929, Nr. 1. Zur Ausnutzung der Sonnenenergie wird ein im Brennpunkt eines Hohlspiegels befindlicher Strahlungsempfänger vorgeschlagen, in dem Wasser zum Verdampfen und in einer unmittelbar angesetzten Lavaldüse zur Expansion und Arbeitsleistung gebracht wird. Möglichst große Absorption der Strahlungsenergie soll dadurch erreicht werden, daß in der Umgebung des Brennpunkts, in einer Quarzhalkugel, dem zuströmenden Wasser durch fein verteilende Düsen eine zweite Flüssigkeit eingespritzt wird, die suspendierte Teilchen einer strahlungsreflektierenden oder absorbierenden Substanz, etwa Quecksilber oder Graphit, enthält und dadurch das Absorptionsvermögen des Gemisches wesentlich erhöht. Die Verluste durch Leitung, Konvektion und Strahlung sind durch leichte und gedrängte Konstruktion möglichst verringert. Die Arbeit gibt den Inhalt einer amerikanischen Patentschrift wieder, aus der folgende Angaben über praktisch erzielte Ergebnisse sind nicht enthalten. *Auer.*

**Volkringer.** Répartition de l'énergie dans le spectre continu de la vapeur de mercure. Journ. de phys. et le Radium (6) **10**, 88 S–89 S, 1929, Nr. 5. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 278.] Verf. untersucht die Energieverteilung im kontinuierlichen Spektrum des Quecksilberdampfes. In einem Ofen befindet sich, etwas Quecksilber enthaltend, ein sorgfältig gereinigtes Quarzgefäß, das einer elektrodenlosen Ringentladung ausgesetzt wird. Bei 70° beginnt der Dampf zu leuchten; das Spektrum besteht aus vielen Funkenlinien mit schwachem kontinuierlichen Untergrund. Bei 130° schlägt das Spektrum plötzlich um, die Funkenlinien verschwinden und ein ausgedehntes, von dem ersteren verschiedenes, kontinuierliches Spektrum erscheint. Bei weiterer Temperaturerhöhung nimmt dessen Intensität zu, um ein Maximum bei 225° zu erreichen. Bei 280° wird die Dampflichte zu groß, das Leuchten verschwindet. Dieses kontinuierliche Spektrum, auf dem sich schwach die Bogenlinien abheben, beginnt mit scharfer Kante in der Nähe der Linie 2537 Å und reicht bis ins Rot, wo es allmählich verschwindet. Die Energieverteilung wird photographisch-photometrisch bestimmt, als Vergleichslichtquellen dienen ein schwarzer Körper fürs Sichtbare und eine Wolframlampe im Ultraviolett. Die Intensität ist am größten in der Nähe von 2537 Å, fällt dann stark ab und erreicht ein Minimum bei 2600 Å. Drei weitere Maxima liegen bei 2650, 3360 und 5120 Å. Zwischen diesen Maxima liegen einige diffuse Banden. Anschließend an diese Untersuchungen im gesättigten Dampf werden solche an ungesättigten ausgeführt, nachdem sich gezeigt hatte, daß die Erscheinung wesentlich vom Druck und nicht von der Dichte abhängig ist. Bei einem Druck, der dem des gesättigten Dampfes bei 220° entspricht, zeigt dann weitere Temperatursteigerung ein Verschwinden der diffusen Banden. Die kontinuierlichen Banden bei 5120 und 2650 Å verlieren an Intensität und verschwinden bei 450°. Die beiden Banden bei 3360 und 2537 Å bleiben in ihrer Intensität geändert. Es wird versucht, die Entstehung des kontinuierlichen Spektrums auf seine Energieverteilung zu deuten durch quasielastische Schwingungen eines hypothetischen Molekülkomplexes, der aus angeregten und nichtangeregten Atomen besteht. Die berechnete Energieverteilung stimmt dann mit der beobachteten im Sichtbaren gut, im Ultravioletten weniger gut überein. *Weiss.*

**Lambrey et D. Chalonge.** Nouveaux tubes à hydrogène pour la production du spectre continu. Répartition de l'énergie dans le spectre. Journ. de phys. et le Radium (6) 10, 99 S—100 S, 1929, Nr. 6. [Bull. Soc. Franç. Phys. Nr. 279.] Zur Erzeugung eines kontinuierlichen Wasserstoffspektrums großer Intensität wurden zwei Arten von Entladungsröhren verwendet. Der erste Typ (Dunoyer) hat Innenelektroden, ist mit Wasserstoff von 3 mm Druck gefüllt und wird mit 50 periodischem Wechselstrom bis zu 500 Milliamp. und 800 bis 1200 Volt betrieben. Das Spektrum erstreckt sich vom Roten bis in die Schumannregion. Der andere Röhrentyp mit Außenelektroden entspricht seiner Form und Füllung dem ersten. Dagegen wird die Erregung dieser Art von Röhren mit Hilfe eines Generators von 500 000 Perioden bewirkt. Es wurde die Änderung des Spektrums in Abhängigkeit vom Druck und von der Stromstärke untersucht und gefunden, daß zwischen 2 und 3 mm die Intensität des Spektrums bei gegebener Stromstärke am höchsten ist, während die erforderliche Spannung ihr Minimum erreicht. Bei Stromstärken zwischen 0 und 400 Milliamp. wuchs die Intensität proportional der Stromstärke ohne Änderung der Spannung. Die Energieverteilung im Spektrum wurde durch Vergleich mit dem Spektrum des Kraters eines Kohlebogens derjenigen eines schwarzen Körpers bei 3750° angenähert gleich gefunden. Die Energie wächst kontinuierlich vom Sichtbaren bis zu 2200 Å.-E., wo sie ein Maximum zu passieren scheint. *Stintzinger*

**L. Dunoyer.** Remarques sur le rayonnement ultraviolet de quelques gaz. Journ. de phys. et le Radium (6) 10, 100 S—101 S, 1929, Nr. 6. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 279.] Diese Veröffentlichung stellt eine Ergänzung der Mitteilung von Lambrey und Chalonge (siehe vorstehendes Referat) dar und hat den Zweck, zu zeigen, daß die von den vorgenannten Autoren angeführten Betriebsbedingungen nicht ausreichen, um die Erzeugung eines kontinuierlichen Wasserstoffspektrums zu erklären. Denn unter denselben Bedingungen erhielt der Autor weder mit Wasser noch mit Sauerstoff, Kohlendioxyd oder Stickstoff ein entsprechendes Spektrum. Bei der Aufnahme der Spektren ergaben sich folgende interessante Beobachtungen: Alle untersuchten Gase, mit Ausnahme des Sauerstoffs, emittieren wie der Wasserstoff eine intensive Strahlung mit Wellenlängen unterhalb 1800 Å.-E. Hierbei entsteht vor dem Quarzfenster der Röhre ein sehr starker Ozongeruch. Dieser ist jedoch bei Sauerstofffüllung nicht wahrnehmbar, es könnte aber trotzdem im Innern Ozon gebildet werden. Bei schwacher Stromstärke emittiert die mit Wasserdampf gefüllte Röhre unter bestimmten Bedingungen die Balmerserie des Wasserstoffs, während bei starkem Strom vor allem das sekundäre Spektrum ausgestrahlt wird, wie bei einer mit trockenem Wasserstoff gefüllten Röhre. Da nun die Balmerserie vom Atom, das sekundäre Spektrum vom Molekül des Wasserstoffs herührt, kann man annehmen, daß je höher die Stromstärke, um so höher die Dampfspannung des dissoziierten Wasserstoffs (und Sauerstoffs) wird. Aber nur die aus der Dissoziation des Wassers hervorgegangenen Wasserstoffatome rekombinieren sich unter Bildung von Molekülen. Was nun die Balmerserie anlangt, so scheint zu ihrer Emission das Wasserstoffatom der Anwesenheit benachbarter Sauerstoffatome zu bedürfen. Die Versuche scheinen daher die Annahme nahe zu legen, daß das Sauerstoffatom in irgendeiner Weise mit dem Wasserstoffatom in Beziehung stehen muß, um seine Rolle als Erreger der Balmerserie spielen zu können. Eine solche Beziehung kann die Bindung im Wassermolekül sein. *Stintzinger*

**W. Schütz.** Eine neue Methode zur magneto-optischen Bestimmung der einer Spektrallinie zugeordneten Anzahl von Dispersion

Elektronen. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 10, 14–16, 1929, Nr. 1. Kurze, vorläufige Mitteilung einer Abänderung der Methode der Magnetorotation zur Bestimmung einer Spektrallinie zugehörigen Zahl von Dispersionselektronen: es wird die magnetische Drehung der Polarisationssebene im Frequenzbereich der unverfälschten Na-Absorptionslinien eines mit Na-Dampf beschickten Gefäßes gemessen, da hier die Drehung besonders groß ist und sich wenig mit der Wellenlänge ändert. Als Lichtquelle dienen die scharfen *D*-Linien einer Na-Lampe; ein Licht durchsetzt einen Nicol, das im Magnetfeld befindliche Na-Gefäß parallel den Kraftlinien und wird durch eine Wollastonplatte auf den Spalt eines kleinen, lichtstarken Spektralapparats konzentriert, der die *D*-Linien gerade trennt. So entstehen untereinander zwei senkrecht zueinander polarisierte Spaltbilder, deren Intensitätsverhältnis sich bei Einschalten des Magnetfeldes infolge der Magnetorotation im magnetisierten Dampf ändert; aus dem photometrisch gemessenen Intensitätsverhältnis läßt sich der Drehwinkel leicht berechnen.

Ladenburg.

Harold D. Babcock. Relative abundance of the isotopes of oxygen. Phys. Rev. (2) 34, 540–541, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Übereinstimmung zwischen den beobachteten Linien der *A'*-Bande und den für das Molekül  $O_{16} - O_{18}$  berechneten wird verbessert, so daß die mittlere Abweichung nur noch  $0,02 \text{ cm}^{-1}$  beträgt. Die Existenz von  $O_{18}$  wird weiterhin bestätigt durch das Auftreten von 34 Linien, die den ungeradzahlgigen Rotationsniveaus entsprechen und außerdem durch eine neue schwache Bande *B'*, die ebenfalls geradzahlgige und ungeradzahlgige Niveaus zeigt und um 30 bis  $40 \text{ cm}^{-1}$  gegen die *A*-Bande verschoben ist. Eine dritte, außerordentlich schwache Bande *A''* wird beschrieben, welche von Giauque und Johnston dem Molekül  $O_{16} - O_{17}$  zugeschrieben wird. Ihre Vermutung wird bestätigt und aus den Intensitäten der Linien wird abgeschätzt, daß  $O_{16}$  etwa 10000mal so häufig ist wie  $O_{17}$ . Die *A*-Bande erscheint nach Durchgang durch eine Luftschicht von mehreren Kilometern von derselben Intensität wie die *A*-Bande bei wenigen Metern Schichtdicke. Das Intensitätsverhältnis ist 1250 : 1. Das würde eine relative Häufigkeit der Atome  $O_{16}$  und  $O_{18}$  von 2500 : 1 ergeben; aber da die *A'*-Bande zweimal soviel Rotationszustände hat wie die *A*-Bande, bleibt das Verhältnis 1250 : 1.

G. Herzberg.

V. F. Giauque. Isotope Effect in Spectra and Precise Atomic Weights. Nature 124, 265, 1929, Nr. 3120. [S. 2072.]

Arthur S. King and Raymond T. Birge. An Isotope of Carbon, Mass 13. Phys. Rev. (2) 34, 376, 1929, Nr. 2. [S. 2070.]

Arthur S. King and Raymond T. Birge. An Isotope of Carbon, Mass 13. Nature 124, 127, 1929, Nr. 3117. [S. 2070.]

Raymond T. Birge. Further Evidence of the Carbon Isotope, Mass 13. Phys. Rev. (2) 34, 379, 1929, Nr. 2. [S. 2070.]

Raymond T. Birge. Further Evidence of the Carbon Isotope, Mass 13. Nature 124, 182–183, 1929, Nr. 3118. [S. 2070.]

Edgar A. Hylleraas. Die Energie des Heliumatoms im Grundzustande. Phys. ZS. 30, 249–250, 1929, Nr. 9. [S. 2069.]

Estermann.

W. Hanle. Die Anregungsfunktion der Quecksilberresonanzlinie 2537. Z. f. Phys. 54, 848–851, 1929, Nr. 11/12. In einem Anregungsrohr stoßen Elektronen einheitlicher Geschwindigkeit in einem feldfreien Raume mit Quecksilberatomen zusammen. Das oberhalb der Anregungsspannung erregte Leuchten von 2537, der Resonanzlinie von Quecksilber, wird auf eine Photozelle abgebildet.

Der Photostrom dividiert durch den im feldfreien Raume des Anregungsrohres fließenden Elektronenstrom ist ein Maß für die Ausbeute an lichtanregenden Stößen. Die Ausbeute in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit der stoßenden Elektronen, die optische Anregungsfunktion, wurde im Bereich von der Anregungs- bis zur Ionisierungsspannung gemessen. Die Anregungsfunktion von 22 besitzt ein Maximum etwa  $1\frac{1}{2}$  Volt oberhalb der Anregungsspannung. *Had.*

**Lord Rayleigh.** Fluorescent and Phosphorescent Excitation of Mercury Vapour by the Resonance Frequency and by Lower Frequencies. Proc. Roy. Soc. London (A) **125**, 1—23, 1929, Nr. 796. Bei hohem Druck absorbiert Quecksilberdampf von der Resonanzlinie bis  $\lambda$  3750 alles Licht vollständig. Unter denselben Bedingungen tritt die bekannte grüne kontinuierliche Fluoreszenz auf bei Anregung mit Licht, dessen Wellenlänge nicht unter  $\lambda$  3300 zu liegen braucht. Das Spektrum der Fluoreszenz besteht aus den bekannten breiten Banden bei  $\lambda$  3300 und  $\lambda$  4850. Selbst bei Anregung mit Licht oberhalb  $\lambda$  3360 behält die ultraviolette Fluoreszenz ihr übliches Aussehen und erstreckt sich bis  $\lambda$  3130, also 230 Å.-E. über die kurzwellige Grenze des anregenden Lichtes hinaus. An weniger dichtem Hg-Dampf wird die Fluoreszenz in der Nähe der Resonanzlinie  $\lambda$  2537 untersucht. Bei Anregung mit dem Eisenbogen, von dem keine Linie mit der Hg-Resonanzlinie zusammenfällt, ergibt sich bei 10 mm Druck in Fluoreszenz die Linie  $\lambda$  2537 und die Bande  $\lambda$  2540. Die erste in Betracht kommende Fe-Linie liegt um 0,66 Å.-E. langwelliger als die Resonanzlinie. Bei Anregung mit der eventuell verbreiterten Resonanzlinie zeigen sich sowohl in der sichtbaren wie in der ultravioletten Fluoreszenz zwei verschiedene Arten, die der Verf. als „Kerneffekt“ und „Randeffekt“ unterscheidet, da die eine nur durch den Kern der Linie, die andere nur durch den Rand derselben erregt wird. In einem Dampfstrahl variabler Geschwindigkeit wird das Nachleuchten dieser verschiedenen Arten von Fluoreszenz untersucht. Sowohl beim Kern- als auch beim Randeffekt wird der sichtbare Teil stärker vom Dampfstrahl mitgenommen als der ultraviolette ( $\lambda$  2537 und  $\lambda$  2540), so daß die sichtbaren und ultravioletten Effekte räumlich getrennt werden können. Mit steigender Temperatur des Hg-Dampfes ergibt sich ein kontinuierlicher Übergang von Woods Resonanzstrahlung zum ultravioletten Kerneffekt. Die möglichen Deutungen der gefundenen Erscheinungen werden diskutiert. *G. Herzberg*

**Bernhard Schulze.** Die Anregung des sichtbaren „roten“ und „blauen“ Argonspektrums durch Elektronenstoß. ZS. f. Phys. **56**, 378—383, 1929, Nr. 5/6. Es wurde die stufenweise Anregung des roten und blauen Argonspektrums durch Elektronenstoß untersucht. Das rote Spektrum (Bogenspektrum) konnte, im Gegensatz zu früheren Arbeiten, in sieben Stufen angeregt werden. In allen Fällen besteht Übereinstimmung mit den aus der Serienanalyse von Meissner bestimmten Anregungsspannungen. Ebenso ergibt sich bei dem Ar II-Spektrum (blaues Argonspektrum) Übereinstimmung mit der Analyse von de Bruin. Die ersten Linien dieses Spektrums erscheinen bei 35 Volt. *G. Herzberg*

**Rudolf Ritschl.** Über eine lichtstarke Anregung von Spektrallinien im Vakuumofen bei kleinen Spannungen. Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 33—34, 1929, Nr. 2. Das Verfahren, die im Klingschen Widerstandsrohr zum Verdampfen gebrachten Substanzen durch eine Gasentladung lichtstark anzuregen (Schüler, ZS. f. Phys. **37**, 728, 1926; Wolf, ebenda **44**, 1, 1927), wird für die stufenweise Anregung der Spektren von beliebig kleinen Spannungen an durch Einführung einer Äquipotentialkathode und einer konzentrischen Anode ausgearbeitet. *G. Herzberg*

ischen stabförmigen Anode ausgebaut und am Kupferbogenspektrum geprüft. Die Untersuchung der Ofenlinien mit einem Fabry-Perot-Etalon ergibt Hyperfeinstruktur bei einer Reihe von Linien des zweiten Termsystems von Cu I, die gewöhnlichen Dublettlinien zeigen keine Aufspaltungen. — Die Etalonplatten werden durch Verdampfen im Vakuum versilbert, die Schichten lassen sich durch Einwirkung von Salpetersäuredämpfen mechanisch und optisch vervollkommen. *Ritschl.*

**Hebrecht Unsöld.** On the thermal excitation of atoms in the reversing layer of the sun. *Astrophys. Journ.* **69**, 322–329, 1929, Nr. 5. [S. 2172.]

*G. Herzberg.*

**L. Mohler and C. Boeckner.** Ionization of caesium vapor by line absorption. *Phys. Rev.* (2) **33**, 1099–1100, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 2100.]

*Sewig.*

**Louis A. Turner.** The excited systems formed by the absorption of light. *Journ. phys. chem.* **32**, 507–515, 1928, Nr. 4. [S. 2072.]

**Charles J. Brasefield.** The densities of hydrogen spectral lines as a function of the electronic velocity of excitation. *Phys. Rev.* (2) **4**, 431–437, 1929, Nr. 3. [S. 2106.]

*G. Herzberg.*

**H. S. Duffendack and R. A. Wolfe.** The excitation of the arc spectrum of nitrogen. *Phys. Rev.* (2) **34**, 409–420, 1929, Nr. 3. In einem Niedervoltbogen in Helium mit wenig Stickstoff wird das Bogenspektrum von Stickstoff sehr intensiv und vollständig beobachtet. Es wird eine vollständige Tabelle der Wellenlängen aller Bogenlinien zwischen  $\lambda$  8800 und  $\lambda$  3400 Å.-E. und ihrer Klassifikation, soweit sie bekannt ist, gegeben, darunter 90 neue Linien. Als Anregungsvorgang des N I-Spektrums unter den genannten Bedingungen wird angenommen: 1. Dissoziation von  $N_2$ -Molekülen in neutrale Atome durch Stöße zweiter Art mit metastabilen He-Atomen und 2. Anregung der neutralen N-Atome erstmals durch Stöße zweiter Art mit den metastabilen He-Atomen. *G. Herzberg.*

**Idenori Hamada.** Spectroscopic Observations of the Low Voltage Nitrogen Arc. *Sc. Reports Tôhoku Univ.* **18**, 155–164, 1929, Nr. 2. Im Niedervoltbogen in Stickstoff wird das Auftreten des positiven und negativen Bandenspektrums in Abhängigkeit von den Entladungsbedingungen (Druck, Elektrodenabstand, Stromstärke) spektroskopisch beobachtet. Bei Vergrößerung des Elektrodenabstandes entsteht zunächst ein fast gleichmäßiges Leuchten; darauf treten negatives Glimmlicht und positive Säule auf, die sich bei weiterer Abstandsvergrößerung in mehrere Schichten zerteilt. Die Entladungsform wird so der in einer Geissleröhre mehr und mehr ähnlich. Im negativen Bandenspektrum werden bei höheren Spannungen die Terme mit höheren Schwingungsquanten relativ häufiger angeregt als bei niedrigeren Spannungen. *Harries.*

**B. Ingram.** Classification of the arc spectra of nitrogen and carbon. *Phys. Rev.* (2) **34**, 421–430, 1929, Nr. 3. Mit einem Kohlebogen in Luft bei 25 Amp. werden die Wellenlängen und Intensitäten von 125 Linien der Bogenspektren von Kohle und Stickstoff zwischen 9000 und 20000 Å.-E. mit Hilfe eines Ultrarotspektrometers mit ebenem Gitter und einem Vakuumthermoelement gemessen. 90 dieser Linien werden in die Termschemata von C I und N I eingeordnet. Auf Grund der Messungen von Duffendack und Wolfe wird auch eine ganze Reihe von Linien im sichtbaren N I-Spektrum eingeordnet. Eine vollständige Termtabelle von N I wird gegeben. *G. Herzberg.*

**Kanakendu Majumdar.** The Arc Spectrum of Chlorine. Proc. Roy. Soc. London (A) **125**, 60—67, 1929, Nr. 796. Ein Vergleich der Spektren der Elemente in der dritten Zeile des periodischen Systems läßt die zum Übergang  $4 M_2 (N_1 \leftarrow N_2)$  gehörende Liniengruppe des Chlors bei  $\lambda$  9300 bis 7700 erwarten. Damit ist die Laportesche Zuordnung der Gruppe bei  $\lambda$  4700 bis 4200 zu diesem Übergang widerlegt. Sie ist als Sprung  $4 M_2 (N_1 \leftarrow O_2)$  zu deuten. — Die Untersuchung des Verf. geschah mit einem Pyrexkapillarrohr mit Nickelelektroden, das zur Konstanthaltung des sich leicht durch Reaktionen des Chlors verminderten Druckes mit einem Vorratsvolumen verbunden war, und einem Planglinien aus Glas zwischen  $\lambda$  6400 und 8700 Å.-E. Oberhalb  $\lambda$  8700 wurden trotz Sensibilisierung und 80stündiger Belichtung keine der erwarteten Linien gefunden. Es konnte eine Reihe von Multipletts gefunden werden, die zu den Termen  $4M_2$  der Konfiguration  $4 M_2 N_1$ ,  $4D_{4321}$  von  $4 M_2 N_2$ ,  $4P_{521}$ ,  $4D_{4321}$  und  $4S_2$  von  $4 M_2 O_2$  gehören. Das Ionisationspotential läßt sich aus den Gliedern einer Rydbergserie zu 13,1 Volt angeben. Es wird versucht, einige dieser Linien mit den Sonnenlinien zu identifizieren.

Ritsch

**William F. Meggers and Henry Norris Russell.** An analysis of the arc and spark spectra of yttrium (Yt I and Yt II). Bur. of Stand. Journ. of Res. **2**, 733—769, 1929, Nr. 4 (Res. Pap. Nr. 55). Es werden insgesamt 681 Linien des Yttriumspektrums eingeordnet, davon entfallen 448 auf Yt I, 223 auf Yt II und 10 auf Yt III. Der Grundzustand des Yt III ist ein  $2D$ -Term, ebenfalls der von Yt I, dagegen für Yt II ein  $1S$ -Term. Die Analysen für Yt II und Yt III sind durch Zeemaneffektmessungen gestützt.

K. W.

**Mary E. Warga.** Magnesium triplets in arc and solar spectra. Publ. Allegheny Obs. **6**, 151—157, 1929, Nr. 10. Die Arbeit soll ein Beitrag zur Prüfung der Rotverschiebung der Linien des Sonnenspektrums sein. Die Magnesiumlinien werden bei Kreuzung eines Fabry-Perot-Interferometers mit Gittergeometrie Neonnormalen vermessen und die erhaltenen Wellenlängenwerte mit den entsprechenden der korrigierten Rowlandschen Tafel verglichen. Für das violette Triplet ist die Verschiebung kleiner, für das grüne Triplet größer, als nach der Relativitätstheorie zu erwarten ist.

K. W.

**Ukitirô Nakaya and Yoshio Fujioka.** Further Note on the Spectrographic Investigation of Spark Discharge. Proc. Imp. Acad. Tokyo **4**, 464—471, 1928, Nr. 8. Die Verff. untersuchen nach einer früher (Proc. Imp. Acad. Tokyo **2**, 536, 1926) beschriebenen Methode die Emissionsverhältnisse in den einzelnen Punkten eines Entladungsfunkens unter verschiedenen Entladungsbedingungen.

K. W.

**J. C. McLennan, A. B. McLay and M. F. Crawford.** The Spark Spectrum of Thallium, Tl III. Proc. Roy. Soc. London (A) **125**, 50—53, 1929, Nr. 7. Im zweiten Funkenspektrum des Thalliums werden folgende Terme gefunden (neue Bezeichnung von Russell, Turner und Shenstone):

6 s $2S_{1/2}$ . . . . .	240 600	5 g $2G$ . . . . .	39 589
7 s $2S_{1/2}$ . . . . .	101 391	6 p $2P_{1/2}^0$ . . . . .	176 443
6 d $2D_{11/2}$ . . . . .	95 245	6 p $2P_{11/2}^0$ . . . . .	161 300
6 d $2D_{21/2}$ . . . . .	93 931	7 p $2P_{1/2}^0$ . . . . .	82 748
8 s $2S_{1/2}$ . . . . .	57 413	7 p $2P_{11/2}^0$ . . . . .	77 066
7 d $2D_{11/2}$ . . . . .	54 244	5 f $2F_{31/2}^0$ . . . . .	65 007
7 d $2D_{21/2}$ . . . . .	53 652	5 f $2F_{21/2}^0$ . . . . .	63 645

Die Terme gehören zu Rydbergserien, die alle gegen den Term  $^1S$  des Ions gehen. Die Ionisierungsarbeit von Tl III ist 29,7 Volt. (Wellenlängentabelle.) Es wurden die Terme eines Dublett-Quartettssystems, das sich auf einem verkehrten  $D$ -Term ( $5d^9 6s^2$ ) aufbaut, gefunden. *Ritschl.*

**Louis R. Maxwell.** The mean life for the mercury spark spectrum. Phys. Rev. (2) **34**, 199–206, 1929, Nr. 2. Mit einer früher (Phys. Rev. **32**, 715, 1928) vom Verf. beschriebenen Methode wird die mittlere Lebensdauer für einige Hg-Funkenlinien bestimmt. Es ergibt sich  $9 \cdot 10^{-7}$  bzw.  $8 \cdot 10^{-7}$  für die Linien  $\lambda 3114$  und  $\lambda 2592$  von Hg IV,  $6 \cdot 10^{-7}$  bzw.  $4 \cdot 10^{-7}$  bzw.  $4 \cdot 10^{-7}$  Sek. für die Linien  $\lambda 3090$ ,  $\lambda 3312$  und  $\lambda 4797$  von Hg III. Für einige Linien von Hg II ergibt sich etwa  $10^{-8}$  Sek. Diese Ergebnisse deuten darauf hin, daß die mittlere Lebensdauer um so größer ist, je größer die Ladung des emittierenden Ions ist. Es wird gezeigt, daß bei den Versuchen eine Anregung der Funkenlinien in einem Elementarakt vorliegt, und daß die Ergebnisse mit den aufgestellten Formeln innerhalb der Versuchsgenauigkeit übereinstimmen. *G. Herzberg.*

**J. Lang.** On the spark spectrum of nickel (Ni II). Phys. Rev. (2) **33**, 547–548, 1929, Nr. 4. 26 zwischen  $\lambda 1537$  und  $\lambda 1250 \text{ \AA}$  liegende Nickel-Funkenlinien werden klassifiziert. Es zeigt sich, daß alle beobachteten höheren  $^2P$ -Terme mit dem Grundterm  $d^9 2D_{2,3}$  kombinieren. *K. Wurm.*

**Muresh Chandra Deb.** Spectrum of Trebly Ionised Bromine. Nature **123**, 981, 1929, Nr. 3113. Es handelt sich um eine kurze Mitteilung über eine durchgeführte Analyse des Spektrums des dreifach ionisierten Bromatoms. Die stärksten Linien entsprechen folgenden Übergängen:  $^3P_2 \ ^3D_3$  ( $\nu = 36675,2$ ),  $^3P_2 \ ^3P_2$  ( $\nu = 40130,8$ ) und  $^3P_2 \ ^3S_1$  ( $\nu = 42247$ ). Linien des Singulettssystems werden ebenfalls beobachtet, desgleichen Interkombinationen zwischen Singulett- und Triplettssystem. *K. Wurm.*

**S. Bowen.** Low energy states in C II and N II. Phys. Rev. (2) **34**, 540, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) *G. Herzberg.*

**S. Bowen.** Additional series lines in the spectra of C II and N II. Phys. Rev. (2) **34**, 534–536, 1929, Nr. 3. Einige starke Linien des C II wurden als Kombinationen des von Fowler und Selwyn nicht bestimmten  $^4P$ -Terms der  $sp^2$ -Konfiguration mit den von diesen Autoren gefundenen Quartettermen identifiziert. Die Termwerte wurden bestimmt zu  $^4P_1 = 206810,7$ ,  $^4P_2 = 206789,2$ ,  $^4P_3 = 206760,6$ . Keine Interkombinationen zwischen Dublett- und Quartettermen konnten identifiziert werden, so daß die relative Lage der beiden Systeme noch unbekannt bleibt. Die wahrscheinliche Differenz zwischen  $a^2P$  von  $s^2p$  und  $b^4P$  von  $sp^2$  ist gleich  $23848 \pm 5000 \text{ cm}^{-1}$ . Das Multiplett  $a^2P - b^4P$  kann im Nebelspektrum erwartet werden. In N II wurde der Termwert  $^1S$  von  $p^2$  zu 206159, der Termwert  $^1P$  von  $sp^3$  zu 72084 relativ zu den von Fowler und Freeman gegebenen Termwerten bestimmt. Der  $^1S$ -Term kombiniert mit dem  $^1D$ -Term derselben Konfiguration zu der Nebellinie  $5754,8 \text{ \AA}$ . Eine große Zahl von Termen, worunter den von Fowler und Freeman mit  $a$  bezeichneten, gehören zum Quintettssystem. Sie haben folgende relative Termwerte:  $sp^2s$ ,  $^5P_1 = 90000$ ,  $^5P_2 = 89943,8$ ,  $^5P_3 = 89873,1$ ;  $sp^2p$ ,  $^5S = 65759,0$ ,  $^5P_1 = 69994,5$ ,  $^5P_2 = 69970,7$ ,  $^5P_3 = 69926,9$ ,  $^5D_0 = 71955,0$ ,  $^5D_1 = 71939,8$ ,  $^5D_2 = 71909,6$ ,  $^5D_3 = 71866,5$ ,  $^5D_4 = 71812,6$ ;  $sp^2d$ ,  $^5D_1 = 50658,5$ ,  $^5D_2 = 50650,6$ ,  $^5D_3 = 50639,3$ ,  $^5D_4 = 50624,9$ ,  $^5F_2 = 52611,4$ ,  $^5F_3 = 52585,3$ ,  $^5F_4 = 52551,6$ ,  $^5S = 52511,1$ ;  $sp^3$ ,  $^5S = 248812$  (?). *J. Holtsmark.*

**K. Sommermeyer.** Ein neues Spektrum der gasförmigen Alkalihalogenide und seine Deutung. ZS. f. Phys. **56**, 548–562, 1929, Nr. 1. In den Dämpfen einiger Alkalihalogenide, bei denen bisher nur kontinuierliche Absorptionsgebiete bekannt waren, gelingt es, bei höheren Dampfdrücken diffuse Bandenserien in Absorption zu erhalten. Da bei jedem Salz stets nur eine Serie dieser diffusen Banden auftritt, und da die Frequenzabstände nach Rot zunehmen, muß es sich um Übergänge von den verschiedenen Schwingungsniveaus des Normalzustandes zu einem Endniveau bzw. zu einer unauflösbar eng zusammenliegenden Reihe von Endzuständen handeln. Das enge Zusammenliegen dieser Terme ist wegen der Schwäche der Bindung in diesem Zustand (Atombindung, wahrscheinlich nur durch Polarisierung verursacht) verständlich. Ist die Deutung richtig, so muß 1. der  $h \cdot \nu$ -Betrag des kurzwelligen Endes der Serie, sofern überhaupt ein plötzliches Abreißen auftritt, gleich der Dissoziationsarbeit, und 2. die Frequenzdifferenz der kurzwelligsten Banden gleich dem Grundschiebungsquantum des Moleküls sein. Beide Kriterien ergeben tatsächlich durch Vergleich mit den chemischen Werten der Dissoziationswärmen und mit theoretisch von Born und Heisenberg berechneten Werten der Grundschiebungsquanten für sämtliche untersuchten Salze gute zahlenmäßige Übereinstimmung. Damit ist gleichzeitig ein neuer Beweis für die Ionenbindung der Alkalihalogenide erbracht. Daß bei den leichteren Salzen (NaCl, NaBr, KCl) keine diskreten Banden zu beobachten sind, wird qualitativ verständlich gemacht.

H. K.

**J. E. Mack.** The vector coupling in the nickel-, palladium-, and platinum-like spectra. Phys. Rev. (2) **34**, 17–34, 1929, Nr. 1. Im ersten Teil der Arbeit berichtet der Verf. über den Stand der spektroskopischen Forschung in den Nickel-, Palladium- und Platin-ähnlichen Spektren, die sich teils auf frühere teils auf eigene Ergebnisse stützt. Verf. gibt zunächst eine Zusammenstellung der bekannten Termwerte für die Elektronenanordnungen  $5d^9 6s$ ,  $5d^9 6p$  für Pt I, Au II, Hg III, Tl IV, Pb V. Mit Hilfe älterer und neuerer unpublizierter Messungen werden die Niveaus  $5d^9 6s$  und  $5d^9 6p$  in Pt identifiziert. Kriterien dienen die relative Lage der Energieniveaus in gleichgebauten Spektren der  $g$ -Summensatz und die relativen Intensitäten bei Sprüngen von einem zu zwei Elektronen. So lassen sich die  $5d^9 6p$ -Niveaus von anderen trennen. Es folgen weiter Wellenzahlenschemata für Tl IV, Pb V; Tabellen neu klassifizierter Linien in Tl IV, Pb V; Linientabellen von Funkenentladungen in Tl und Pb; Tabelle der Abschirmungskonstanten für  $d^9$ ,  $d^9 s$ ,  $d^9 s^2$  und Vergleich mit Röntgendoublets. Es ergibt sich, daß die Gesetzmäßigkeiten dieser Aufspaltung in einen speziellen Fall des Goudsmitschen  $L$ -Summengesetzes darstellen. Die Abschirmung wächst bei Anlagerung eines  $s$ -Elektrons, und zwar mit der Atomnummer zunehmend. Bei Auffüllung einer Edelgasschale durch Anlagerung des zweiten  $s$ -Elektrons ist der Effekt auf die Abschirmung größer. Die Abschirmung nimmt innerhalb einer Folge gleichgebauter Spektren ab, stärker unter dem periodischen System. Verf. gibt die irreguläre Doublettaufspaltung  $s - p$  für Atomsysteme, die sich auf  $d^9$  und  $d^{10}$  aufbauen, diese gleichen sich ziemlich. Im zweiten Teil geht der Verf. auf die verschiedenen Kopplungsverhältnisse (normal und nicht normal) ein und betrachtet unter diesem Gesichtspunkt die gewonnenen Resultate, und zwar 1. die Lage der Energieniveaus, 2. das Verhalten im schwachen Magnetfeld, 3. die Linienintensitäten. Es ergibt sich ein scharfer Übergang vom normalen  $L - S$ -Kopplungsverhältnis zur  $j - j$ -Kopplung mit wachsender Atomnummer und wachsender Kernladung. Im reinen  $j - j$ -Fall sind die Niveaus in Gruppen angeordnet, zwei bei  $d^9 s$  und vier bei  $d^9 p$ . Das Sommerfeldsche Gesetz der regulären Doublets gibt Auskunft über die Gr.

struktur, die Aufspaltungen innerhalb der Multipletts lassen sich berechnen unter Berücksichtigung von Kernladung und Tauchtiefe. Im Falle der  $L-S$ -Kopplung gibt die Theorie Aufschluß über die Tripletttaufspaltung, aber nicht über den Abstand zwischen den Multipletts. Die Übereinstimmung der Lage der beobachteten Terme mit den theoretischen Erwartungen ist gut. In der Konfiguration  $d^9p$  werden bei Tl IV und Pb V nur auf  $d^9\ ^2D_{5/2}$  aufgebaute Terme beobachtet. — Die sämtlichen beobachteten  $g$ -Werte werden mit den aus beiden Kopplungsarten berechneten verglichen, ebenso gibt Verf. einen Vergleich der Linienintensitäten, bei denen starke Differenzen zwischen den verschiedenen Beobachtern auftreten. Trotzdem konnten bei Ni I, Pd I und Ag II aus den Intensitäten die Niveaus festgelegt werden. Es wird eine auf der  $j-j$ -Kopplung basierende Termbezeichnung vorgeschlagen und vergleichsweise in Anwendung gebracht. Es wird auf das Überkreuzen von Niveaus hingewiesen und die Frage nach dem Sinne dieser Erscheinung aufgeworfen. *Ritschl.*

Arthur S. King. Characteristics of the electric furnace spectra of europium, gadolinium, terbium, dysprosium and holmium,  $\lambda$  3900– $\lambda$  4700. Phys. Rev. (2) **34**, 540, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Das Ziel bei der vorläufigen Untersuchung dieser Spektren war die Trennung der Linien der neutralen und ionisierten Atome und die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit beider Gruppen. Das erste wurde ausgeführt durch den üblichen Vergleich von Bogen- und Funkenspektrum. Aber die Trennung wurde bestätigt und in vielen Fällen erst möglich gemacht durch Zusatz von Cäsiumdampf, welcher infolge seiner kleinen Ionisierungsspannung die Wiedervereinigung erleichtert und die Funkenlinien unterdrückt. Zur Untersuchung der Temperaturabhängigkeit wurden die Spektren bei drei Ofentemperaturen zwischen 2000 und 2800° C mit dem Bogenspektrum verglichen. Bei Europium, Dysprosium und Holmium wurden bei niedriger Temperatur Gruppen von intensiven Linien beobachtet. Der Ofen sandte viele Linien sehr stark aus, die im Bogen schwach sind und bisher nicht identifiziert wurden. Viele Linien zeigten Hyperfeinstruktur.

*G. Herzberg.*

Arthur S. King. Features of the furnace, arc and spark spectra of hafnium. Phys. Rev. (2) **34**, 544–545, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Das Spektrum von Hafnium im Kohlerohröfen wurde zwischen  $\lambda$  2650 und  $\lambda$  6500 untersucht und mit den Spektren des Bogens und Funkens verglichen. Die Temperaturabhängigkeit von 337 Linien innerhalb dieses Gebiets und die Aussonderung der Funkenlinien wird gegründet auf Spektrogramme der drei Lichtquellen. Da der Siedepunkt des Metalls sehr hoch liegt, war eine Anfangstemperatur von 2600° C für das Ofenspektrum notwendig. 2900° C wurde als zweite Stufe benutzt. Im Ofen traten keine Funkenlinien auf und bei der niedrigeren Temperatur nur verhältnismäßig wenig Bogenlinien. Im Bogen und Funken zeigen sich beträchtliche Unterschiede in der für verschiedene Gruppen von Funkenlinien notwendigen Anregung. Einige von ihnen gehören wahrscheinlich zum zweiten Funkenspektrum. Ein nach Rot abgeschattetes Bandensystem liegt zwischen  $\lambda$  3200 und  $\lambda$  5700. Sein Auftreten im Bogen in Luft und seine Abwesenheit im Vakuumofen lassen das Oxyd als Träger wahrscheinlich erscheinen.

*G. Herzberg.*

H. Dieke. Properties of the Terms of the Helium Molecule. Nature **23**, 716–717, 1929, Nr. 3106. Im Heliumbandenspektrum beobachtet man Zustände, die Übergänge zwischen den beiden extremen Kopplungsfällen I und II darstellen (I: Einfluß der Kernverbindungsachse  $\gg$  Einfluß der Kernrotation

auf das Valenzelektron; II: Einfluß der Rotation vorherrschend). Speziell in-  
 essieren die Fälle mit  $l = 2$ . Die Kombinationen dieses „Komplexes“ mit  $\sigma$   
 $2p$ -Niveau zeigen nach Lage und Intensität der Linien besondere Anomalien,  
 die sich unter dem Gesichtspunkt des Übergangs von Fall I zu Fall II verstecken  
 lassen. Theoretische und empirische Terme werden in Beziehung gesetzt. In  
 die Terme, die in den Kernen antisymmetrisch sind, treten auf, sie können  
 ungerade Werte  $j - p$  haben. Im  $3\delta$ -Komplex ist für kleine  $j$  Fall I verwirklicht.  
 Es gibt hier für die Übergänge  $\Sigma \rightarrow \Pi$ :  $P$ -,  $Q$ - und  $R$ -Zweige,  $\Pi \rightarrow \Pi$  nur  
 und  $R$ -Zweige,  $\Delta \rightarrow \Pi$ :  $P$ -,  $Q$ - und  $R$ -Zweige, wie die Beobachtung bestätigt.  
 Mit wachsendem  $j$  wird die Kopplung von  $l$  mit der Achse loser, das zeigt sich  
 an der Lage der Niveaus und an Verschiebungen in den Intensitäten zwischen  
 den einzelnen Zweigen. Der  $2p - 4\delta$ -Komplex zeigt die Terme  $4\delta$  für kleine  
 $j$ -Werte im Übergangszustand zwischen den Fällen I und II. Theorie und  
 Erfahrung sind in Übereinstimmung. Für  $5\delta$  und  $6\delta$  ist Fall II bei kleineren  
 $j$  erreicht. Die anomalen Energiewerte sind verschwunden. Daraus folgt das Fehlen  
 bestimmter Zweige bei der Kombination eines  $\delta p$ -Terms mit  $2p$ . Analog, aber  
 einfacher liegen die Verhältnisse bei den  $\pi$ -Termen. Die Konstanten  $B = \frac{1}{8\pi^2 I}$   
 und  $A$ , ein Maß für die Kopplung von  $l$  mit der Kernverbindungsachse, werden  
 für die wichtigsten Terme angegeben. Ritz

**Andrew Christy.** A new titanium band system. Phys. Rev. (2) **34**, 539, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verf. findet ein neues Bandensystem  
 von  $\text{TiO}$ , bestehend aus 18 Banden, deren unteres Niveau dasselbe ist wie  
 der bekannten blaugrünen Banden. Beide Systeme erscheinen in Absorption  
 in Sternspektren, woraus hervorgeht, daß beide Resonanzsysteme sind. Die  
 Kantenformel ist:

$$\nu = \left. \begin{array}{l} 14\,172,2 \\ 14\,105,8 \\ 14\,030,8 \end{array} \right\} + (862,5 n' - 3,84 n'^2) - (1003,8 n'' - 4,61 n''^2).$$

Der mittlere Multipllettabstand ist  $70,7 \text{ cm}^{-1}$ . Derselbe Wert ergibt sich  
 den unteren Zustand des blaugrünen Systems. Deshalb ist es sehr wahrscheinlich,  
 daß das obere Niveau des neuen Systems  $^3\Sigma$  ist. Aus der Temperatur der Sterne,  
 in deren Spektren die  $\text{TiO}$ -Banden auftreten ( $3500^\circ$ ), und der Dissoziationswärme  
 von  $\text{TiO}$  im Grundzustand ( $6,74 \text{ Volt}$ ) ergibt sich als Partialdruck des Sauerstoffs  
 $10^{-5} \text{ Atm.}$  G. Herzberg

**F. Lowater.** Titanium Oxide Bands in the Orange, Red, and Infrared  
 Red Region. Nature **123**, 644, 1929, Nr. 3104. Es handelt sich um eine kurze  
 Mitteilung über eine durchgeführte Analyse von bei  $\lambda\,5600$  und  $\lambda\,8000$  liegenden  
 Titanoxydbanden. Der Verf. findet, daß diese Banden zwei Systemen angehören,  
 die von dem von Birge und Christy (Phys. Rev. **29**, 212, 1927) analysierte  
 System verschieden sind. Das bei  $\lambda\,5600$  gelegene System ist ein Singulett-  
 system und entspricht einem  $^1P - ^1S$ -Übergang, das andere im Roten und  
 Ultraroten rührt von einem  $^3S - ^3P$ -Übergang her. Die Analyse der Ke-  
 schwingungen beim Triplettssystem zeigt, daß für dieses System der Endzustand  
 derselbe ist wie für das von Birge und Christy analysierte blaugüne System. K. W. W.

**Joseph W. Ellis.** The vibration spectrum of the ammonia molecule.  
 Phys. Rev. (2) **34**, 539, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Das infrarot-  
 Absorptionsspektrum unter  $2,5 \mu$  von  $\text{NH}_3$ , gelöst in  $\text{CCl}_4$  bzw. in Wasser, u

Das sichtbare Spektrum der letzteren Lösung wurden untersucht. Banden wurden gefunden bei 1,51, 1,035, 0,795, 0,652 und 0,556  $\mu$ , welche der Formel  $\nu_n = 973400n - 70n^2$  genügen. Eine Extrapolation dieser Serie ergibt die 2,916  $\mu$ -Bande von Robertson und Fox (Proc. Roy. Soc. London **120**, 168, 1928) als Grundschiwingung. Als Dissoziationsenergie des Oszillators ergeben sich 5,1 Volt genügender Übereinstimmung mit der Energie einer einzelnen N—H-Bindung. Bei der  $\text{CCl}_4$ -Lösung wurden außerdem beobachtet die Banden 2,35, 2,29, 2,01, 1,655, 1,29 und 1,21  $\mu$ , in der wässrigen Lösung 1,62, 1,29, 1,21 und 0,733  $\mu$ . Der Vergleich dieser Banden mit denen, die von Robertson und Fox in gasförmigem  $\text{NH}_3$  beobachtet wurden, zeigt, wenn überhaupt, nur geringe Wellenlängenverschiebungen infolge der Lösung. Das ganze Schwingungsspektrum des  $\text{NH}_3$ -Moleküls kann geordnet werden auf Grund dreier Grundschiwingungen: 0,55, 6,132 und 2,916  $\mu$ . Die 3  $\mu$ -Absorptionsstelle ist in Wirklichkeit doppelt infolge Überlagerung der zuletzt genannten Grundschiwingung und der ersten Oberschiwingung der 6,132-Bande. G. Herzberg.

William W. Watson. The heat of dissociation of diatomic hydride molecules. Phys. Rev. (2) **34**, 372—374, 1929, Nr. 2. [S. 2074.] G. Herzberg.

Alfred W. Porter. Abnormal broadening of spectral lines. Trans. Faraday Soc. **25**, 389—391, 1929, Nr. 7. Nach Ansicht des Verf. kann die von Mark untersuchte Verbreiterung von Röntgenspektrallinien auf mancherlei Ursachen zurückgeführt werden. Als wesentlichen Grund dafür sieht er das Fehlen einer gleichmäßigen Verteilung des auf den beugenden Kristall auftreffenden Strahles an. Die Beleuchtung ist die, wie sie bei einer Spektral-„Linie“ mit Hilfe eines Monochromators stattfindet, und hat ein Maximum in der Mitte und fällt stark nach den Grenzen der Linie ab. Die allgemeine Natur der Wirkungsweise einer solchen Beleuchtung wird für den einfacheren Fall durchgerechnet, wo der Kristall durch einen gleichförmigen Strahl beleuchtet wird, während die mittlere Partie gleichzeitig durch einen zweiten solchen Strahl beleuchtet wird. Mark habe in seinem Vortrag die Vermutung geäußert, daß geringe Verlagerungen einzelner Beugungszentren aus ihrer normalen Lage den Effekt erklären. Will man die Verbreiterung diesem Umstand zuschreiben, so müßte ein beträchtlicher Bruchteil der Zentren verlagert werden. Der Autor kommt zu dem Ergebnis, daß die wahrscheinlichste Erklärung für die in Frage stehenden Effekte in erster Linie im Charakter der Beleuchtung zu suchen ist. Stintzing.

V. Hanle. Bemerkungen über die Intensität von Spektrallinien. Z. f. Phys. **54**, 852—855, 1929, Nr. 11/12. Es wird darauf hingewiesen, daß bei Elektronenstoßanregung die Intensitätsverteilung mehrerer von einem Term ausgehender Linien von der Richtung und der Geschwindigkeit der stoßenden Elektronen abhängen kann. Hanle.

George R. Harrison. An electric vacuum furnace for quantitative line intensity determinations. Phys. Rev. (2) **34**, 545, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die unbekannte Größe der Anregungskorrektur verursacht eine große Unsicherheit bei der Deutung von Messungen der Linienintensitäten. Die Arbeiten von King machen es wünschenswert, reine Temperaturanregung für quantitative Intensitätsmessungen zu haben. Die Nachteile des Ofens sind Selbstumkehr, verhältnismäßig lange Belichtungen und starker kontinuierlicher Untergrund. Um die Selbstumkehr zu vermindern und die Handhabung zu erleichtern, wurde der KINGSche Ofen abgeändert. Die technischen Einzelheiten werden angegeben. Mit dem 10 m-Gitter wurden in 1 bis 5 Minuten gute Spektrogramme erhalten. G. Herzberg.

**George R. Harrison.** Intensities in supermultiplets of titanium. *Phys. Rev.* (2) **34**, 540, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es sind quantitative Messungen über das Supermultiplett von Ti I, welches zehn Multipletts enthält, die durch den Übergang  $[(3d)^2 4s] 4d - 4p$  entstehen, angeführt worden. Die große Mehrzahl der Linien ist von anomaler Intensität. Die Summenregel gilt nicht innerhalb der einzelnen Multipletts und nur wenig besser für das Supermultiplett als Ganzes. Wenn alle bekannten Interkombinationslinien einbezogen werden, und wenn die  $J$ -Werte, die bestimmten  $L$ -Werten entsprechen, zusammengefügt werden, gelten angenähert die Formeln von Kronig und der Summenregel. Dieses Supermultiplett scheint von allen bisher beobachteten die anomalsten Intensitäten zu besitzen. Seine Aufspaltungen sind auch anomal und die Linien sind in Lichtquellen von niedrigem Druck verloschen schwommen. Die Ergebnisse sind von Selbstumkehr nicht beeinflusst, wie durch gleichzeitige Photographie des Supermultipletts  $[(3d)^2 4s] 5s - 4p$ , welches denselben Endzustand hat wie das andere, festgestellt wird. Diese Multipletts sind praktisch normal.

G. Herzberg

**Harry Engwicht.** Relative intensities of lines in a generalized multiplet of Ti II. *Phys. Rev.* (2) **34**, 541, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Das Multiplett  $a^4P' - a^4D' [(3d)^2] 3d - 4p$  von Ti II hat nach Harrison außerordentlich anomale Intensitäten. Es wurden Messungen an diesem und dem zugehörigen Multiplett  $a^2P' - a^2D'$  zusammen mit ihren Interkombinationslinien gemacht. Die Quartett-, Dublett- und Interkombinationslinien bilden ein „erweitertes Multiplett“. Es wurde ein Ti-Vakuumbogen als Lichtquelle benutzt, bei dem die Korrektur durch Selbstumkehr klein war. Es wurden Messungen in der zweiten Ordnung eines 10 m-Gitters gemacht. Das Verhältnis der Gesamtintensität der Quartetts zu der der Dubletts ist in Übereinstimmung mit der Theorie 2 : 1. Die Summenregel gilt besser, wenn die Interkombinationslinien in die Summen eingeschlossen werden, aber die Abweichungen überschreiten immer noch die Fehlergrenze. Die Ergebnisse weisen darauf hin, daß diese Gruppen von Linien nur betrachtet werden darf innerhalb einer allgemeineren Gruppe von Linien, vielleicht des dazugehörigen verallgemeinerten Supermultipletts.

G. Herzberg

**John G. Frayne.** The influence of foreign gases on the intensity of the magnesium 4571 line excited at low pressure. *Phys. Rev.* (2) **34**, 546, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Mg-Linie  $\lambda 4571$ ,  $2^3P_1 - 1^1S_0$  erscheint sehr schwach im Bogen bei Atmosphärendruck. Diese geringe Intensität erklärt sich durch die lange Lebensdauer,  $10^{-3}$  Sek., des  $2^3P_1$ -Zustandes. Bei der vorliegenden Untersuchung wurde eine starke elektrodenlose Entladung in Mg-Dampf bei  $500^\circ\text{C}$  benutzt. Bei dieser Temperatur erschien die Linie 4571 ziemlich stark. Zusatz der Edelgase Argon, Neon und Helium verstärkte die Intensität der Linie noch mehr. Im Falle des Argons wurde die Linie relativ zu der Triplettlinie 3838 bei einem Partialdruck von etwa 3 cm 100fach verstärkt, bei Neon von 1 cm Druck 70fach und bei Helium von 1 cm Druck 40fach. Stickstoff verstärkt die Intensität bis zu einem Druck von 2 mm, bei höherem Druck geht keine Entladung mehr durch die Röhre. Ähnlich verhält sich CO. Wasserstoff verursacht bis zu 2 mm keine Verstärkung der Intensität. Die Resonanzlinie 2852 zeigt im allgemeinen ein Maximum der Intensität beim niedrigsten Druck des zugefügten Gases. Ebenso verhielten sich die scharfen und diffusen Singulettserien.

G. Herzberg

**R. C. Gibbs, H. E. White and J. E. Ruedy.** Hyperfine structure in spectral lines—especially those of singly ionized praseodymium. *Proc. Nat. Acad. Sci.* **25**, 1929, Nr. 1.

rad. Amer. **15**, 642—646, 1929, Nr. 8. Es wird berichtet über Aufnahmen der Emissionsspektren eines Kohlenbogens mit Praseodymoxalat mit dem 75 Fuß-Längenspektrographen des Mount Wilson-Observatoriums in vierter Ordnung (Dispersion 1,5 Å.-E./mm). In dem Spektralbereich von 3900 bis 5000 Å.-E. wurde die Aufspaltung von 33 Linien sorgfältig vermessen. Alle vollständig aufgelösten Linien haben in dem untersuchten Bereich sechs Feinstrukturkomponenten. Einige Aufspaltungsbilder sind in der Arbeit reproduziert. Die Ergebnisse sind in einer Tabelle zusammengestellt. Alle genau vermessenen Linien gehören nach der Einordnung von King dem Spektrum des einfach-ionisierten Atoms an. Die Frequenzintervalle zwischen den Komponenten gleichen in jedem Falle der Landéschen Intervallregel. Aus den Messungen wird auf ein Kernmoment von  $5/2 \cdot h/2$  geschlossen. K. L. Wolf.

A. Korff. Dispersion and absorption line width in the alkali vapors. Phys. Rev. (2) **34**, 457—462, 1929, Nr. 3. Mit einer 1000 Watt-Wolframlampe als Lichtquelle werden durch einen Widerstandsofen hindurch Absorptionslinien von Alkalidämpfen untersucht. Als Spektrograph wird ein Beugungsgitter verwandt bei einer Dispersion von 6 Å.-E./mm. Die Messungen werden für die D-Linien und für die Rb-Linien 4201 und 4215 Å.-E. bei verschiedenen Dampfdrücken ausgeführt. Stewarts Gleichung für die Linienbreite wird bestätigt. Für das Verhältnis der Intensitäten der beiden Dublettlinien wird beim Rb der Wert  $(1,8 \pm 0,2) : 1$ , beim Rb der Wert  $(2,0 \pm 0,2) : 1$  gefunden. Ferner werden die Brechungsexponenten in der Nähe der D-Linien mit einer photographischen Methode gemessen, wodurch größere Genauigkeit erhalten wird, als mit der vom Verf. früher benutzten visuellen Methode. Der Dispersionsverlauf wird in Übereinstimmung mit der klassischen Dispersionsformel gefunden. Der Zusammenhang zwischen Linienweite und Dispersion bleibt auch bei den höheren Serienlinien der gleiche wie bei der Resonanzlinie. Eine Korrektur für die negativen Terme der Dispersionsformel ist nicht erforderlich, da sie bei den verwandten Temperaturen innerhalb der Fehler liegen würde. K. L. Wolf.

S. Schüler und H. Brück. Über Hyperfeinstrukturen in Dublettspektren und ihre Bedeutung für die Bestimmung von Kernmomenten. ZS. f. Phys. **55**, 575—580, 1929, Nr. 9/10. [S. 2053.] Kirsch.

S. Schüler und H. Brück. Über Hyperfeinstrukturen in Triplettspektren und ihre Bedeutung für die Bestimmung von Kernmomenten. (Mitteilung.) ZS. f. Phys. **56**, 291—296, 1929, Nr. 5/6. [S. 2054.] Kirsch.

Vibert Douglas. Astrophysical Estimate of Ionisation Potential of Vanadium. Nature **123**, 606—607, 1929, Nr. 3103. Die spektrale Untersuchung der veränderlichen Sterne vom Cepheitypus zeigt, daß viele Funkenlinien ihre größte Intensität erreichen, wenn die Helligkeit des Sterns das Minimum erreicht. Solchen Linien zeigen oft das umgekehrte Verhalten. Aus diesem Verhalten lassen sich die Ionisierungsspannungen berechnen. Aus den periodischen Intensitätsänderungen der Funkenlinie des Vanadiums  $\lambda = 4205,07$  errechnete der Verf. die Ionisierungsspannung des Vanadiums 6,74 Volt. Aus den Serienspektren erhielt H. N. Russell für dieselbe Größe den Wert 6,76 Volt. Estermann.

Agne Öhman. The Possibility of Observing an Emission Spectrum from the Calcium Substratum in the Galaxy. Nature **124**, 179—180, 1929, Nr. 3118. [S. 2172.] Sättle.

**R. M. Langer** and **S. B. Hendrichs**. Multiple processes in the x-ray region. Phys. Rev. (2) **34**, 544, 1929, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) 1. Ray Mazumdar (ZS. f. Phys. **53**, 646, 1929) haben die Existenz mehrerer gleichzeitigigen Elektronenübergänge in einem bestimmten Atom als Erklärung für die zahlreichen Anregungsspannungen im Gebiet der weichen Röntgenstrahlen angenommen. Die Daten sind in besserer Übereinstimmung mit der Annahme, daß der Prozeß in einer Folge von Stößen eines einzelnen Elektrons mit verschiedenen Atomen besteht. Ein solcher Prozeß ist an sich auch plausibler als der erstgenannte. 2. Coster und Druyvesteyn (ZS. f. Phys. **40**, 265, 1929) und neuerdings Richtmyer (Phil. Mag. **6**, 68, 1928) haben das Auftreten gewisser irregulärer Röntgenlinien erklärt durch gleichzeitige Elektronensprünge in mehreren angeregten Atomen. Eine Gruppe solcher Satelliten, die gewöhnlich auf der kurzwelligen Seite der regulären Linien und in ihrer Nähe erscheinen, kann möglicherweise erklärt werden durch einzelne Elektronenübergänge in Atomen, deren Niveaus durch Änderungen in der Außenkonfiguration geändert sind. 3. Näher genäherte Berechnungen der Ladungsverteilung mit Hilfe von Wasserstonischen Eigenfunktionen zeigen, daß die abschirmende Wirkung der äußeren Elektronen von der richtigen Größenordnung ist.

G. Herzberg

**Samuel K. Allison**. Resolution of the line  $L_{\beta_2}$  into its diagram components and the relative widths of some x-ray spectrum lines. Phys. Rev. (2) **34**, 176–180, 1929, Nr. 2. Eigene Inhaltsangabe: „Nach dem Energie-Niveauschema für Atome, welche ein Elektron aus einem inneren Niveau abgegeben haben, sollte die Linie  $L_{\beta_2}$  doppelt sein, da sie von Elektronenübergängen zwischen den Niveaus  $N_{IV}N_V \rightarrow L_{III}$  herrührt. Die schwächere Komponente wird nach Crofutt als  $L_{\beta_{15}}$  bezeichnet. Die vorliegende Veröffentlichung beschreibt die Ergebnisse einer Untersuchung dieser Linie bei den Elementen 77 Ir, 81 Tl und 92 U unter Verwendung eines Doppelspektrometers. Bei 77 Ir hat die Linie  $L_{\beta_2}$  eine solche Breite, daß  $\beta_{15}$  nicht von ihr getrennt werden kann, obgleich Dispersion und Auflösungsvermögen des Instruments ausgereicht hätte. Bei 81 Tl wurde eine bessere, aber auch nicht vollständige Auflösung erzielt. Bei 92 U erreichte man eine praktisch vollständige Trennung. Die mittlere Trennungsstrecke zwischen den bei zwei Versuchen beobachteten Wellenlängen war beim U 1,86 X-E. Unter Verwendung des Kombinationsprinzips und Lindbergschen Messungen an der M-Serie sollte die Trennung 1,94 X-E betragen. Die Regeln von Burger und Dorgelo lassen ein relatives Intensitätsverhältnis von 9 : 1 erwarten; dies wurde durch die gefundenen Tatsachen innerhalb der ziemlich großen Versuchsfehler bestätigt. Es wird über Versuche berichtet, welche die Breite gewisser Linien in den L-Serien des Tl und Pb bei 34 Å zum Gegenstand hatten. Die Werte lassen folgende Schlüsse zu: 1. Obgleich der Wellenlängenbereich ( $\Delta\lambda$ ) von  $L_{\alpha_1}$  größer ist als bei irgendeiner anderen gemessenen Linie (mit Ausnahme von  $L_{\beta_4}$ ), ist der Energiebereich ( $\Delta V$ ) kleiner als der der anderen Linien. 2.  $\Delta\lambda$  für  $L_{\beta_4}$  ist zwei- bis dreimal so groß wie bei irgendeiner anderen gemessenen Linie. Diese Resultate werden verglichen mit gewissen Beobachtungen von Coster über die Breite von Röntgenspektrallinien. Coster vertritt den Standpunkt, daß im allgemeinen die Breite von Linien, welche von elliptischen Elektronenbahnen gemäß der klassischen Quantentheorie herühren, größer ist als die Breite derjenigen, welche von kreisförmigen Bahnen stammen. Wahrscheinlich sind die zwei Hauptgründe für die hier beobachteten Breiten der Wellenlängen- und Energiebereiche erstens „Funkenlinien“ auf der Seite kurzer Wellenlängen, und zweitens eine Abweichung der Energieniveaus vom Typ echter Dubletts infolge der sogenannten Kuppelung mit unvollständiger Abschirmung.“

deren Schalen des Atoms nach Hund. Die große Breite der  $L_{\beta_4}$ -Linie, entprechend den Bahnen  $L_I M_{II}$ , ist vielleicht überhaupt die beste Illustration des Effekts elliptischer Bahnen. Es wird noch bemerkt, daß dieser Typ von Linien eine Ausnahme von den Burger-Dorgelosen Regeln darstellt. *Stintzing.*

**Stelling.** Über die  $K$ -Röntgenabsorptionsspektren einiger Chlorverbindungen in wässriger Lösung. *Naturwissenschaft.* **17**, 689, 1929, Nr. 35. Bei Natriumchlorid, Kaliumchlorid als konzentrierten Lösungen wird ein Wellenlängenunterschied der Absorptionskante von Chlor gegenüber den Verbindungen im festen Zustande festgestellt, bei Kaliumchlorat dagegen nicht.

*Ortner.*

**Frilley.** Spectrographie par diffraction cristalline des rayons gamma de la famille du radium. *Ann. de phys.* (10) **11**, 483–568, 1929, Mai/Juni. Ausführliche Beschreibung der Apparatur und der Ergebnisse jener Versuche über die spektrale Zerlegung der  $\gamma$ -Strahlung mit einer Drehkristallmethode, über welche entsprechend den vorläufigen Mitteilungen bereits in diesen *Ann.* **9**, 886, 1223, 1713, 1928 berichtet wurde.

*K. W. F. Kohlrusch.*

**Posejpal.** Fluorescence et absorption infrarouge. *C. R.* **189**, 159–161, 1929, Nr. 4. Der Verf. teilt eine Erweiterung seiner früheren Arbeit (s. diese *Ber.* **1929**, 616) mit. Ein fluoreszierendes Molekül kann außer der Emission des gesamten anregenden Quants  $h \cdot \nu$  auch einen Bruchteil desselben zur Anregung im Ultraroten verwenden. Hierdurch wird das Molekül in einen komplexen Zustand versetzt, aus dem es in zwei Etappen in seinen Normalzustand zurückkehren kann. Zuerst wird das Fluoreszenzquant  $h\nu'$  emittiert und dann verliert es die in der ultraroten Absorption herührende Energie  $h \cdot \nu_r$ . Es gilt dann  $h\nu = h\nu' + h\nu_r$ ;  $\nu' < \nu$ . Antistokesche Glieder werden durch die Emission  $h\nu'' = h\nu + h\nu_r$ ;  $\nu'' > \nu$  erklärt, die dann zustande kommen soll, wenn ein Molekül, das gerade das Quant  $h\nu'$  emittiert hat, wieder von einem anregenden Quant  $h\nu$  getroffen wird. Die Folgerung, daß die Frequenzdifferenzen der Fluoreszenzbanden analog wie beim Ramaneffekt die Frequenzen der ultraroten Absorptionsbanden geben müssen, findet sich in der Tat für die Fluoreszenz des gasförmigen und des flüssigen Benzols gut bestätigt. Die vom Verf. derart berechneten Wellenlängen stimmen sehr nahe mit den von Puccianti und Coblenz gemessenen wie von Henri berechneten überein. Am Beispiel des Natriums wird weiter gezeigt, daß sich diese Betrachtungsweise auch auf die Resonanzspektren anwenden läßt. Es werden eine große Zahl von ultraroten Banden des Natriums angegeben, mit deren Hilfe das durch die rote Cadmiumlinie angelegte Resonanzspektrum zu erklären wäre. Aus der Formel von Haber und Lindemann für die ultrarote Absorption des Natriums folgen zwei Banden, die gut mit den vom Verf. berechneten übereinstimmen.

*H. H. Hupfeld.*

**Delorme et F. Perrin.** Durées de fluorescence des sels d'uranyles et de leurs solutions. *Journ. de phys. et le Radium* (6) **10**, 177–186, 1929, Nr. 5. Die Verff. verbinden ein gewöhnliches Becquerelphosphoroskop mit einer Photometriervorrichtung, die ihnen gestattet, die Intensität des unterstrichenen Fluoreszenzlichtes in den verschiedenen Phasen des Nachleuchtens relativ zu einer Vergleichslichtquelle zu bestimmen. Es zeigt sich dabei, daß der Verlauf der Reemission ein exponentieller ist. Die mittlere Leuchtdauer des Fluoreszenzlichtes wird dann aus der experimentell bestimmten Reemissionskurve und der Umdrehungszahl der Phosphoroskopscheiben berechnet. In dieser Weise sind verschiedene Uranylsalze untersucht worden. Für die festen Salze ist die

mittlere Leuchtdauer bei 20° C von der Größenordnung  $10^{-4}$  sec. Bei einer Temperatur von  $-180^{\circ}$  C steigt sie um 25 bis 100 %, im Gegensatz zu den typischen Phosphoreszenzen, bei denen ein weitaus stärkeres Steigen der Nachleuchtdauer bei Temperaturerniedrigung beobachtet wird. Eine direkte Beziehung zwischen Fluoreszenzvermögen und Leuchtdauer wird nicht gefunden. An Lösungen werden Uranylsulfat in reiner Schwefelsäure und Uranylmetaphosphat in Metaphosphorsäure untersucht. Ihre Leuchtdauer ist ebenfalls von der Größenordnung  $10^{-4}$  sec. Es zeigt sich, daß sie mit zunehmender Uranylkonzentration, zunehmender Temperatur und auch abnehmender Zähigkeit des Lösungsmittels verkleinert wird. Geringe Zusätze von HCl oder organischen Substanzen senken die Fluoreszenzhelligkeit wie auch die Leuchtdauer im gleichen Maße herab. Trotz der langen Nachleuchtdauer wird die Lumineszenz der Uranylsalze als eine wahre Fluoreszenz des  $\text{UO}_2$ -Radikals gehalten, da die gefundene Temperaturabhängigkeit des Nachleuchtprozesses äußerst gering ist. Als Fluoreszenzmechanismus dabei der spontane Übergang eines Moleküls aus dem Erregungszustand in den Grundzustand ohne Energiezufuhr aus der Umgebung definiert. Der Erregungszustand des  $\text{UO}_2$ -Radikals soll demnach einem metastabilen Zustand ähnlich sein. Aus einem wellenmechanischen Ansatz folgt dann, daß geringfügige Störungen des  $\text{UO}_2$ -Radikals schon merkliche Änderungen der Nachleuchtdauer ergeben müssen. Damit sollen die untereinander verschiedenen Werte für verschiedene Salze (z. B. Sulfat  $2,5 \cdot 10^{-4}$  sec; Nitrat  $6,1 \cdot 10^{-4}$  sec; Phosphat  $0,5 \cdot 10^{-4}$  sec) erklärt werden. Als Meßgenauigkeit der beschriebenen Methode wird 5 % angegeben.

H. H. Hupe

**A. Dumanski, Z. Česchewa und A. Banow.** Ein Leuchteffekt bei der Elektrolyse an Quecksilberelektroden. ZS. f. phys. Chem. (B) **3**, 440—442, 1929, Nr. 6. Bei Benutzung von Hg als positive Elektrode wurde bei der Elektrolyse der wässrigen Lösungen einiger Salze (z. B. KBr, KJ,  $\text{Na}_2\text{CO}_3$ ,  $\text{AlCl}_3$ ) eine orange bzw. rote, bläuliche und gelbliche Lumineszenz beobachtet. Die Spannung betrug 60 bis 70 Volt, die Stromdichte  $0,004$  Amp./cm<sup>2</sup>. Das Leuchten soll mit einer oberflächlichen Verbindungsbildung zusammenhängen.

St. Har

**E. Segré.** Sulla teoria quantistica della fluorescenza. Lincei Rend. **9**, 887—892, 1929, Nr. 10. [S. 2053.]

Mögg

**F. H. Crawford and G. M. Almy.** Zeeman effect in MgH. Phys. Rev. (2) **10**, 1084, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Das MgH-Band bei  $\lambda = 4481$  Å ( $^2P \rightarrow ^2S$ ) besteht aus drei Zweigen mit engen Dubletts. Im magnetischen Feld verhalten sich alle Zweige qualitativ gleich, und zwar für große  $j$  wie folgt: 8300 Gauß sind die Dubletts unsymmetrisch verbreitert auf etwa fünf Viertel ihrer Breite beim Feld Null und sind ziemlich scharf mit einem schwachen kontinuierlichen Band dazwischen. Bei zunehmender Feldstärke nimmt dies schwache Band an Intensität zu, wobei seine Breite etwas kleiner bleibt als die Aufspaltung beim Feld Null. Die äußeren Komponenten verschieben sich nach außen und werden schwächer. Ihre Aufspaltung bei 16000 Gauß ist etwa doppelt so groß wie im feldfreien Zustande, bei 28400 Gauß etwa dreimal so groß (nur bei der  $P$ -Zweig beobachtet). Für kleinere Werte von  $j$  ( $4\frac{1}{2}$  bis  $9\frac{1}{2}$ ) ist das Verhalten anders. Bei 8300 Gauß ist jede Linie der Dubletts diffus auf etwa  $2 \Delta r_n$  verbreitert und die Intensitätsverteilungen werden komplementär. So ist die Linie niederer Frequenz in der Mitte am hellsten, die Linie höherer Frequenz erscheint als Dublett. Bei zunehmender Feldstärke erscheint ein einziges Bild des Dubletts, dessen Kanten am intensivsten sind und dessen Breite etwas geringer ist als

spaltung im feldfreien Zustande. Für die kleinsten Werte von  $j$  ( $\frac{1}{2}$  bis  $3\frac{1}{2}$ ) sind die Typen der beobachtbaren Linien aufgelöst und nehmen an Ausdehnung und Feinstruktur mit wachsender Feldstärke zu. *Sewig.*

William W. Watson and B. Perkins Jr. Zeeman effect in AgH, AlH, ZnH and MgH bands. Phys. Rev. (2) 29, 921, 1927, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) In diese Ber. 9, 498, 1928. *Scheel.*

S. Foster. Effect of crossed electric and magnetic fields on the helium spectrum. Phys. Rev. (2) 33, 1084, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Im Heliumspektrum erscheinen neue Linien, wenn die Lichtquelle kreuzten elektrischen und magnetischen Feldern ausgesetzt wird. Einige davon liegen nahe den Linien der diffusen Serie ( $\lambda = 4472, 4388, 4026$ ) und haben nahezu eine doppelte Aufspaltung, wie für die fundamentalen Kombinationslinien im Stark-Effekt beobachtet wurde. *Sewig.*

W. P. Barnard. Some experiments on the light-sensitivity of commercial selenium cells. Proc. Phys. Soc. 40, 240–248, 1928, Nr. 5. Die Resultate der zahlreichen Arbeiten über die Lichtempfindlichkeit des Selenes stimmen nicht überein. Verf. untersucht die Änderung der Leitfähigkeit des Selenes bei Bestrahlung mit großer Genauigkeit, und findet bei allen untersuchten Typen von Zellen das folgende Gesetz  $C \equiv (1/R_1 - 1/R_0) = AJ^x$  erfüllt, wo  $C$  die Änderung der Leitfähigkeit bei Bestrahlung,  $R_0$  der Dunkelwiderstand,  $R_1$  der Widerstand bei Belichtung und  $J$  die Lichtintensität bedeuten, während  $A$  und  $x$  Konstanten sind, die von Zelle zu Zelle variieren. Das Gesetz ist sehr genau erfüllt. Versuche, bei welchen das Licht ein blaues bzw. rotes, grünes und orange Licht passiert hatte, zeigten, daß die Konstante  $x$  unabhängig von der Farbe ist. Verf. hält es für wahrscheinlich, daß die Lichtempfindlichkeit von der Kristallstruktur abhängig ist. Weitere Experimente sollten an wohldefinierten Kristallen durchgeführt werden. In der Diskussion wird die Frage nach dem Verhältnis des Hellwiderstandes zu dem Dunkelwiderstand berührt. Verf. findet, daß dieses Verhältnis keine Konstante ist und in keiner definierten Beziehung zu der Belichtung steht. Die oben gemessene Änderung der Leitfähigkeit ist dagegen eine wohldefinierte und reproduzierbare Größe. Die Temperaturabhängigkeit der Zellen wurde besonders geprüft und Temperaturänderungen während der Messungen sorgfältig vermieden. *J. Holtsmark.*

Erre Auger. L'effet photoélectrique composé. Ann. de phys. (10) 6, 23–253, 1926, Sept./Okt. Untersuchungen über die Auslösung von Elektronen aus verschiedenen Metallen durch Absorption von Röntgenstrahlen. *Sewig.*

Lakshminadha Rao, K. Varahalu and M. V. Narasimhaswami. Phototropy in organic compounds. Nature 124, 303, 1929, Nr. 3121. Die Phototropie der Dithiotrimercurialsalze  $2\text{HgS}$ ,  $\text{HgX}_2$  oder  $2\text{HgS}$ ,  $\text{HgX}$ , in welchen X das Anion einer ein- oder zweibasischen Säure ist, beruht auf einer Zersetzung in Mercursulfid und in die andere Mercuriverbindung. Im Sonnenlicht werden diese Salze aus diesem Grunde dunkel; im Dunkeln bilden sie sich aus den Komponenten wieder zu ü.k. Die Leichtigkeit, mit welcher im Dunkeln die Rückbildung stattfindet, hängt von dem Feinheitszustand ab, in welchem die Komponenten auftreten. Auch die für sich hergestellten Komponenten lassen sich, wenn sie genügend fein verteilt sind, durch direktes Zusammenmischen miteinander

verbinden. Wird bei den untersuchten phototropen Salzen während der Lichteinwirkung einer der Bestandteile entfernt, so hört die Phototropie auf. Man konnte an den Halogeniden nachgewiesen werden, welche, in Wasser suspendiert, nicht phototrop sind, da sie sich in Mercurisulfid und in sich lösendes Quecksilbersilberhalogenid verwandeln.

Kauffman

**A. Lottermoser und W. Petersen.** Die Adsorption von überschüssigen Ionen an positiven und negativen Halogen- und Rhodansilbersol. ZS. f. phys. Chem. **133**, 69–121, 1928, Nr. 1/2. Es werden Titrationskurven durch Potentialmessung der Silberionen bei der Fällung von Halogenionen angenommen. Aus der jeweils ermittelten Silberionenkonzentration wird die adsorbierte Ionenmenge an den Halogensilbersolen berechnet. Die Größe der Adsorption nimmt ab mit zunehmender Löslichkeit des Salzes. Die Adsorption der negativen Ionen seitens der negativen Sole ist größer als die der positiven Ionen seitens der positiven Sole. Die verschiedene Lichtempfindlichkeit der gebildeten Sole wird auch erörtert.

Gem

**S. E. Sheppard and W. Vanselow.** The lattice energies and photochemical decomposition of the silver halides. Journ. phys. chem. **33**, 250–262, 1929, Nr. 2. Zum Studium der Entstehungsweise des latenten Bildes scheitert die Verff. die Kenntnis der beim Abbau der Silberhalide auftretenden Energieänderungen wesentlich. Es wird ein thermodynamischer Kreisprozeß erdacht, der, vom freien Silber + Halogen ausgehend, zum kristallisierten Halogensilber und wieder zurück zum Ausgangspunkt führt. Die notwendigen Daten (Ionisationsarbeit des Silbers, Dissoziationswärme der Halogene, Sublimationswärme des Silbers, Verdampfungs- bzw. Sublimationswärme von Br bzw. Jod, Bildungswärme der Silberhaloide) werden aus den in der Literatur vorhandenen thermodynamischen bzw. spektroskopischen Angaben bestimmt und die Gitterenergien von AgCl, AgBr und AgJ berechnet. Zweitens wird die Gitterenergie nach der elektrostatischen Theorie ermittelt; die Werte sind aber im Vergleich zu den thermodynamisch ermittelten merklich zu niedrig. Es wird auf die Schwierigkeiten hingewiesen, die entstehen, wenn man die Gitterenergie oder die Elektronenaffinität mit der Energie der absorbierten und photochemisch wirksamen Strahlung vergleicht. Der Gitterenergie von etwa 250 kg/kcal entspricht eine Strahlung von etwa  $\lambda = 1300 \text{ \AA}$ , der Elektronenaffinität von 80 kg/kcal ein  $\lambda = 3200 \text{ \AA}$ . Man könnte diese Schwierigkeit umgehen, wenn man annehmen würde, daß das Lichtquantum die direkte Trennung der Atome bewirkt, d. h. also nur eine Arbeit entsprechend der Bildungswärme des Ag-Halogenids zu leisten hätte. Dieser Ausweg ist aber nicht gangbar, da der von Fajans und Sheppard angenommene innere photoelektrische Effekt sicher besteht. Beweise: 1. Photoelektrische Leuchtfähigkeit (Gudden und Pohl, ZS. f. Phys. **6**, 248, 1921); 2. photoelektrisches Potential im System Silber/Silberhaloid/Elektrolyt. Die Verff. nehmen schließlich an, daß das Elektron schon durch geringere Energiemengen, als der Elektronenaffinität entspricht, frei gemacht werden könne, wenn in einer darauffolgenden Phase diese Energiedifferenz gewonnen wird, d. h. daß die freie Energie einer späteren Phase schon in einer früheren verfügbar sein soll. Diese Annahme wird durch eine Reihe von Tatsachen zu stützen versucht. Auch die von G. v. Hevesy (ZS. f. phys. Chem. **101**, 337, 1922) studierte „Gitterauflockerung“ wird als Ausweg in Betracht gezogen und die Beziehungen dieser Erscheinung zur Photoleitfähigkeit diskutiert. Zusammenhänge zwischen Aktivierungsenergie und photochemischer Zersetzung der Silberhaloide werden dargelegt und gezeigt, daß die aus den I-

achtungen über die Gitterenergie für den photochemischen Abbau gezogenen Schlüsse mit den Ergebnissen Gudden und Pohls (Naturwissensch. 14, 214, 1926) über den photoelektrischen Effekt in guter Übereinstimmung sind. *Dadieu.*

**Marchlewski and O. Wyrobek.** The absorption of light by some organic substances. Bull. Krakau (A) 1929, S. 93—110, Nr. 2. Von Pyridin und Chinolin, von Phenyllessigsäure und verwandten Substanzen, von Menthol und Menthon, von Benzil, Benzylalkohol und Tribromphenol wurde nach der Sektor-Methode photometrisch die Absorptionskurve für Lösungen ermittelt. Alle Substanzen befolgten das Beersche Gesetz. Phenyllessigsäure,  $C_6H_5 \cdot (CH_2 \cdot COOH)$ , Mandelsäure,  $C_6H_5 \cdot CH(OH) \cdot COOH$ , und Benzilsäure,  $(C_6H_5)_2C(OH) \cdot COOH$ , haben ganz analoge Absorptionsspektren. Benzylalkohol,  $C_6H_5 \cdot CH_2 \cdot OH$ , absorbiert völlig abweichend und zeigt wie Phenol nur eine einzige Bande, deren Maximum bei 2570 Å liegt. Benzil,  $C_6H_5 \cdot CO \cdot CO \cdot C_6H_5$ , hat gleichfalls nur eine einzige Bande; deren Maximum ist bei 2590 Å. Tribromphenol,  $C_6H_2Br \cdot OH$ , absorbiert ähnlich wie Phenol, jedoch stärker und mit einem Maximum, das nach dem brechbareren Ende des Spektrums verschoben erscheint; das Maximum liegt ungefähr bei 2960 Å, während es beim Phenol ungefähr bei 2698 Å ist. Menthon zeigt eine von der Ketongruppe herrührende selektive Absorption mit Maxima bei 2890 und 2350 Å. Menthol absorbiert kontinuierlich und gesättigte Cyclokohlenwasserstoffe verhalten sich vermutlich ebenso. Chinolin und Pyridin zeigen sehr komplizierte Spektren, das erstere mit vier und das letztere mit drei Banden; die Intensität der Absorption ist in beiden Fällen ähnlich. *Kauffmann.*

**Marchlewski and J. Mayer.** The absorption of ultraviolet light by some organic substances. Bull. Krakau (A) 1929, S. 169—202, Nr. 3. Zwecks Kennzeichnung der Absorptionsspektren wurden die Extinktionskoeffizienten von einigen Furanderivaten, von Toluylsäuren, Nitro- und Aminobenzoesäuren, von verschiedenen Nitrotoluolen, von Benzaldehyd und Naphthochinolin gemessen. Alle untersuchten Substanzen folgen dem Beerschen Gesetz und zeigen mehr oder weniger komplizierte selektive Absorption. Furfurol,  $C_4H_3O \cdot CHO$ , hat zwei Absorptionsbanden mit den Maxima bei  $\lambda = 2790$  und 2260 Å. Furfuramid,  $C_4H_3O \cdot NH_2$ , liefert eine Bande mit dem Maximum bei 2755 Å und einem Minimum bei 2395 Å, Furanalkohol,  $C_4H_3O \cdot CH_2OH$ , desgleichen mit dem Maximum bei 2750 Å und Minimum bei 2486 Å. Furancarbonsäure,  $C_4H_3O \cdot CO_2H$ , charakterisiert sich durch eine Bande mit dem Maximum bei 2460 Å, welche gegenüber den Banden der anderen Furanderivate nach dem brechbareren Teile des Spektrums verschoben erscheint. Die Toluylsäuren,  $C_6H_4 \cdot CH_3(COOH)$ , zeigen eine Bande, deren Maximum bei der ortho-Verbindung bei 2780 Å, bei der meta-Verbindung bei 2808 Å und bei der para-Verbindung bei 2370 Å liegt. Bei den Nitrobenzoesäuren,  $C_6H_4 \cdot NO_2(COOH)$ , findet sich das Maximum der Bande im ortho-Derivat bei 2670 Å, im meta-Derivat bei 2646 Å und im para-Derivat bei 2720 Å. Die Aminobenzoesäuren ergeben eine Bande mit dem Maximum für ortho bei 2740 Å, meta bei 3086 Å und para bei 2785 Å. Die Nitrotoluole zeigen das Maximum der Bande für ortho bei 2565 Å, meta bei 2646 Å und para bei 2759 Å. Benzaldehyd hat zwei Banden mit den Maxima bei 2808 und 2478 Å, zwischen welchen ein Minimum sich bei 2715 Å befindet, und von welchen die kürzerwellige Bande viel stärker ist.  $\alpha$ -Naphthochinolin zeigt in alkoholischer Lösung drei Banden mit den Maxima 3472, 3312, 3155 Å und eine Endabsorption, in der sich durch weiteres Verdünnen zwei weitere Banden mit den Maxima 2654 und 2330 Å erkennen lassen.  $\beta$ -Naphthochinolin absorbiert ähnlich, ergibt Maxima bei 3476, 3313, 3166, 2693, 2324 Å. Als allgemeine Tatsache ist festzustellen,

daß alle para-Derivate viel stärker absorbieren als die meta- und ortho-Isomere. Diese Regelmäßigkeit gilt auch für die Oxybenzoesäuren. *Kauffman*

**L. Marchlewski and J. Mayer.** Absorption of ultraviolet light by methyl d-glucosides. *Bull. Krakau (A)* 1929, S. 111—118, Nr. 2. Die einfachen Glucoside der d-Glucose zeigen keine selektive Absorption, ebensowenig wie d-Glucose, die nur kontinuierlich absorbiert, wenn sie genügend gereinigt ist. Daraus kann man schließen, daß Glucose und Glucoside ähnliche Konstitution besitzen und keine Aldehydgruppe enthalten. *Kauffman*

**L. Marchlewski and A. Szymański.** Studies in the chlorophyll group. *Bull. Krakau (A)* 1929, S. 119—129, Nr. 2. Phytol, das in einer Mischung von Alkohol und Äther untersucht wurde, zeigte keine selektive Absorption; im destillierten Zustande ist es infolge größerer Reinheit durchlässiger als im nichtdestillierten. Kupfer-allochlorophyll, in Chloroform und Alkohol gelöst, ergab drei Banden im sichtbaren Gebiet mit Endabsorption bei etwa  $465\text{ m}\mu$ . Kupfer-neochlorophyll zeigte im Sichtbaren vier Banden mit Endabsorption bei ungefähr  $480\text{ m}\mu$ . Kupfer-allo- $\beta$ -prophyllotaonin ließ im Sichtbaren vier Banden und Kupfer-neo- $\beta$ -prophyllotaonin drei Banden erkennen. Die entsprechenden  $\alpha$ -Verbindungen besaßen drei Banden. *Kauffman*

**A. E. Gillam and R. A. Morton.** The Absorption Spectra of Halogens and Inter-halogen Compounds in Solution in Carbon Tetrachloride. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 124, 604—616, 1929, Nr. 795. Die Absorptionsspektren von Chlor, Brom, Jod, sowie von Halogengemischen wurden in Lösungen von Tetrachlorkohlenstoff gemessen. Die Meßanordnung bestand aus einem Hilger-E<sub>3</sub>-Quarzspektrographen in Verbindung mit einem Sektorenphotometer. Als Lichtquelle diente ein Eisen-Nickelbogen bzw. ein hochkondensierter Unterwasserfunken zwischen Wolframelektroden (kontinuierliches Spektrum). Wenn die Lösungen im Sichtbaren absorbierten, dann wurden außerdem Meßreihen mit dem Hilger-Nutting-Spektralphotometer ausgeführt. Die meisten ausgeführten Kurven (molare Extinktion als Funktion der Wellenlänge) veranschaulichen das übereinstimmende Ergebnis der beiden Methoden. Die Absorptionsmaxima liegen für Cl, Br, J bei 332, 417 und  $520\text{ m}\mu$ . Es zeigte sich, daß die Verbindungen JCl, JBr und BrCl Absorptionsmaxima besitzen, welche genau meßbar sind. Alle diese Verbindungen zeigen bei der zur Messung nötigen Verdünnung eine gewisse Dissoziation, die bei JCl zu vernachlässigen ist, bei JBr gering, bei BrCl dagegen stärker (jedoch nicht über 50%) ist. Lösungen, die die Halogene entsprechend den Verbindungen JCl<sub>3</sub>, JBr<sub>3</sub> und BrCl<sub>3</sub> enthielten, zeigten die Absorptionsbanden der entsprechenden Monoverbindungen und der freien Halogene. *Dadie*

**F. Hauser.** Über die Systemwahl beim Mikroskop. *ZS. f. Unterr.* 4, 117—122, 1929, Nr. 3. Aus der bekannten Helmholtzschen Formel für das Auflösungsvermögen des Mikroskops ergibt sich für  $\lambda = 550\text{ m}\mu$  die Beziehung

$$n = A_0 \frac{a_n}{0,0042},$$

•worin  $n$  die Gesamtvergrößerung des Mikroskops,  $A_0$  die numerische Apertur des Objektivs und  $a_n$  der Sehwinkel, unter dem das kleinste vom Objektiv noch aufgelöste Teilchen dem Auge dargeboten werden soll. Für „Suchervergrößerungen“ ist  $0 < a_n \leq 1$ , für die „kleinsten nutzbaren Vergrößerungen“ ist  $1 \leq a_n \leq$

für die „förderlichen Vergrößerungen“  $2 \leq a_n \leq 4$  und für die „leeren Vergrößerungen“  $4 < a_n$ . Trägt man die Gesamtvergrößerungen  $n$  auf der Abszissenachse und auf der Koordinatenachse die numerischen Aperturen  $A_0$  der Objektive ab, so erhält man aus obigem Ausdruck für  $a_n = 1$ ,  $a_n = 2$ ,  $a_n = 4$  drei Gerade, die die vier genannten Vergrößerungsgebiete gegeneinander begrenzen. Aus diesem Diagramm läßt sich dann einfach ersehen, in welches Gebiet irgendeine Kombination eines Okulars und Objektivs fällt bzw. welche Kombination für einen bestimmten Zweck gewählt werden muß.

*Gerhardt.*

**W. A. Wooster.** A two-circle x-ray spectrometer. Trans. Faraday Soc. **25**, 401–402, 1929, Nr. 7. Beschreibung einer kleinen Ionisationskammer, die gleichzeitig in einer horizontalen und vertikalen Ebene verdrehbar ist und so ein Mittel darstellen kann, beispielsweise Schichtliniendiagramme ionometrisch aufzunehmen.

*Ortner.*

**J. Tykocinski-Tykociner.** Application of microphotometers for the analysis of photographic sound records. Phys. Rev. (2) **33**, 1094–1095, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verf. hat früher (Trans. Soc. Motion Picture Engineers **17**, 112, 1923) die Anwendung des Mikrophotometers zur Analyse photographischer Schallaufnahmen vorgeschlagen. Unter Mitarbeit von Duffendack und Siedentopf hat Verf. mikrophotometrische Reproduktionen seiner älteren, durch Modulation des Lichtes einer Quecksilberbogenentladung gewonnenen Schallaufnahmen erhalten. Auf negativem und positivem Film hergestellte Aufnahmen der Klänge einer Violine, der männlichen und weiblichen Stimme und eines Wechselstroms von 830 Hertz wurden mittels des Mollschen thermoelektrischen Mikrophotometers und mittels eines veränderten Koch-Krüssschen Photometers ausgewertet. Beide Instrumente ergaben befriedigende Resultate. Unvollkommenheiten der Aufnahme können bis auf ihren Ursprung zurückverfolgt werden. Ungenügende Modulation der Lichtquelle und Fehler, die durch das Korn des Films oder den photographischen Prozeß bedingt sind, können durch Vergleich der mikrophotometrischen Kurven mit denen eines Sonometers eliminiert werden. Eine ähnliche Methode läßt sich vorteilhaft als Oszillograph für höhere Frequenzen verwenden.

*Sewig.*

**W. T. Astbury.** An integrating microphotometer for x-ray crystal analysis. Trans. Faraday Soc. **25**, 397–401, 1929, Nr. 7. Siehe diese Ber. S. 1468.

**W. T. Astbury.** A new integrating microphotometer for x-ray crystal reflections. Journ. scient. instr. **6**, 209–213, 1929, Nr. 7. Siehe diese Ber. S. 1468.

*Ortner.*

**George R. Harrison.** On the elimination of errors when wire screens are used as neutral filters for photographic photometry. Journ. Opt. Soc. Amer. **18**, 492–502, 1929, Nr. 6. Praktische Erfahrungen beim Gebrauch geschwärzter Drahtnetze als neutralgraue Filter zur Lichtschwächung in der photographischen Photometrie. Herstellung und Gebrauch der Netze werden beschrieben und gezeigt, welche Vorsichtsmaßregeln beobachtet werden müssen, um systematische Fehler bei der Messung zu vermeiden. Drei vom Verf. ausprobierte Methoden zur Eichung der Filter für verschiedene Spektralbezüge werden beschrieben. Methode 1 verwendet weißes Licht und eine Thermosäule zur Messung des Lichtstroms. Methode 2 benutzt als Lichtquelle eine Quarz-quecksilberlampe und mißt das durch ein Monochrometer gehende Licht mit Hilfe einer lichtelektrischen Zelle. Methode 3 arbeitet so, daß die Messung

(z. B. photoelektrische Zelle) erst hinter dem Spalt des Spektrographen erfolgt. Die Eichung nach diesen drei Methoden ergibt übereinstimmende Werte. Messungen mit so geeichten Netzen stehen mit den Ergebnissen der mit anderen Filtern arbeitenden Methoden im Einklang. Dado

**W. D. Wright.** A trichromatic colorimeter with spectral primary Trans. Opt. Soc. **29**, 225—242, 1927/28, Nr. 5. Das Kolorimeter beruht auf der bekannten Methode, aus einem von einem Spektrometer entworfenen Spektrum Spektralbereiche auszublenden und diese Bereiche wieder zur Vereinigung zu bringen. Die Art der Ausblendung ist neu; ob sie experimentelle Vorteile bietet, läßt sich nicht sagen. Ein Spektrometersystem entwirft zwei Spektren von derselben Lichtquelle. Drei ausgewählte Bereiche des einen Spektrums werden durch das Dispersionssystem zurückreflektiert und so wieder zur Vereinigung gebracht; von dem zweiten Spektrum werden in ähnlicher Weise zwei Bereiche zur Vereinigung gebracht. Das Photometerfeld leuchtet in den Mischfarben (Maxwellsche Methode). Die Intensitäten der Teilfarben werden durch Gitterkeile reguliert. Besonderer Wert ist auf die Vermeidung von Streulicht gegeben worden. Meßresultate werden nicht angegeben. Dziob

**L. H. Dawson, L. P. Granath and E. O. Hulburt.** The attenuation of ultra-violet light by the lower atmosphere. Phys. Rev. (2) **34**, 136—139, 1930, Nr. 1. [S. 2170.]

**L. P. Granath and E. O. Hulburt.** The absorption of light by fog. Phys. Rev. (2) **34**, 140—144, 1929, Nr. 1. [S. 2170.] K. L. W.

**P. Lasareff.** Über das Gesetz der Wirkung der kurzdauernden Lichtreize auf das Auge beim Dunkelsehen. ZS. f. Phys. **56**, 845—850, 1930, Nr. 11/12. In der vorliegenden Arbeit wurde angenommen, daß bei der minimalen Empfindung die Konzentration der reizenden Ionen  $C_1$  gleich  $B_0 + B_1/t$  ist, und  $B_0$  und  $B_1$  sind Konstanten,  $t$  ist die Zeit der Lichtwirkung). Aus dieser Annahme und der Ionentheorie der Erregung wurde ein theoretisches Gesetz für kurzdauernde Reize der Netzhaut beim Dunkelsehen abgeleitet; dieses Gesetz hat die Form

$$Jt = \frac{a + bt + \frac{c}{t}}{1 - \frac{d}{t}},$$

wo  $J$  die Intensität des reizenden Lichtes,  $t$  die Zeit der Reizung und  $a, b, c, d$  die Konstanten sind. Die Resultate der Versuche stimmen gut mit der Formel überein, die jedoch nicht als ein theoretisches Gesetz betrachtet werden kann, da die Bedingungen, die die Formel (I) abzuleiten gestatten, nicht bei dem Experiment erfüllt sind. Sch

**L. C. Martin and T. C. Richards.** The relations between field illumination and the optimum visual field for observational instruments. Trans. Opt. Soc. **30**, 22—33, 1928/29, Nr. 1. Die Erkennbarkeit von Helligkeits- und Formunterschieden hängt nicht nur von der Größe und Intensität der zu vergleichenden Felder, sondern auch von der Beleuchtung des Umfeldes ab. In rein statistischen Beobachtungen, die sich auf die Erkennbarkeit eines Buchstabens oder ähnlichen Sehzeichens bei verschiedener Grundhelligkeit bezogen, zeigen trotz der erheblichen Schwankungen deutlich, daß eine zu starke V

Vergrößerung des Sehfeldes, wie solches beispielsweise bei den neuerdings hergestellten Fernrohren mit  $70^\circ$  Gesichtsfeld erreicht ist, für die Unterscheidbarkeit von Einzelheiten nicht förderlich ist. Besonders bei großer Feldhelligkeit ist dieses Verhalten nachweisbar, wenn das Sehzeichen geringe Intensität aufweist.

*H. R. Schulz.*

**F. Fincham.** The function of the lens capsule in the accommodation of the eye. Trans. Opt. Soc. **30**, 101–117, 1928/29, Nr. 3. Trotz zahlreicher Untersuchungen ist der Mechanismus der Akkommodation noch nicht völlig geklärt. Nach den Versuchen des Verf., die sich in der Hauptsache auf Primatenaugen erstrecken, ist anzunehmen, daß bei dieser Gattung der vordere Teil der Linsenkapsel in der Mitte verhältnismäßig dünn ist, während nach außen ein etwas stärkerer Ring vorhanden ist. Durch diese mikroskopisch festgestellte Tatsache läßt sich erklären, daß beim Akkommodieren eine kegelförmige Vorwölbung des mittleren Linsenteils eintritt, die durch Aufnahme des Spiegelbildes eines geeigneten Testobjekts auch nachgewiesen werden konnte. Danach ist anzunehmen, daß bei der Akkommodation folgender Vorgang stattfindet: Bei Kontraktion des Ziliarmuskels vermindert sich der Zug der Zonulafasern und die Linsenkapsel drückt auf die Linsensubstanz, wodurch die Vorwölbung erfolgt. Die Substanz der Linse würde demnach, entgegen der v. Helmholtz'schen Anschauung, im nichtakkommodierten Auge in ihrem natürlichen Zustande sich befinden.

*H. R. Schulz.*

**Hans Schulz.** Bemerkungen über die Grenzen des räumlichen Sehens. D. Opt. Wochenschr. **15**, 507–508, 1929, Nr. 31. Üblicherweise werden drei Grenzen für die Möglichkeit des Zustandekommens unmittelbarer räumlicher Empfindungen angegeben: eine solche von etwa 6 m, bedingt durch die Akkommodationsfähigkeit des Auges, eine zweite mit etwa 240 bis 300 m, die auf die Existenz zugeordneter Netzhautelemente in beiden Augen zurückgeführt wird und als Radius des stereoskopischen Sehens bezeichnet wird, und endlich eine mehr psychologisch definierte, deren Größe von Filchner mit rund 38 m angegeben wird. Es wird der Versuch gemacht, auch diese zu erklären, wobei von dem Weber-Fechnerschen Gesetz Gebrauch gemacht wird in der Weise, daß auch für die Tiefendimension eine Beziehung zur Breite (seitlichen Ausdehnung) angenommen wird, die dann erklärt, daß auch bei beliebiger Größe des Körpers eine unmittelbare Beurteilung seiner Tiefendimensionen bei einer bestimmten Entfernung unmöglich werden muß, weil bei Übergreifen des Bildes auf die außerhalb des gelben Fleckes liegenden Netzhautelemente neue Einflüsse sich geltend machen.

*H. R. Schulz.*

**P. W. Cobb and F. K. Moss.** The effect of dark surroundings upon visions. Journ. Frankl. Inst. **206**, 827–840, 1928, Nr. 6. Es ist bekannt, daß die Erkennbarkeit von Gegenständen bedeutend herabgesetzt wird, wenn ihr Umfeld bedeutend heller ist (Unmöglichkeit, von der Straße aus das Innere eines Zimmers zu erkennen). Die gleiche Verringerung der Erkennbarkeit, wenn auch in viel schwächerem Maße, findet, wie der eine der Verff. bereits früher nachgewiesen hatte (P. W. Cobb, Journ. exp. Psychol. **1**, 540–566, 1916), statt, wenn der zu erkennende Gegenstand von einem dunkleren Umfeld umgeben ist. Am günstigsten ist es nach diesen Untersuchungen, wenn das Umfeld ungefähr die gleiche Helligkeit besitzt wie der zu erkennende Gegenstand. Die vorliegende Arbeit bestimmt nun, mit welcher Winkelgröße des etwa gleich hellen Umfeldes das Optimum der Erkennbarkeit erreicht ist; aus etwa 390 000 Versuchen ergeben sich hierfür 8 bis  $16^\circ$ .

*Dziobek.*

## 7. Wärme.

**Schmolke.** Der heutige Stand des Wärmetheorems von Nernst. Z. d. ges. Kälte-Ind. **36**, 154—158, 1929, Nr. 8. Auf Grund der Versuche Gibson, Giauque, Parks, Latimer und Simon wird gezeigt, daß Lösungen und unterkühlte Flüssigkeiten voraussichtlich eine endliche Nullpunktsentropie besitzen. Die anscheinend hierdurch bedingte Abweichung vom Nernstschen Theorem ist aber nur eine scheinbare, da diese Systeme sich nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befinden und sich mithin jeder thermodynamischen Behandlungsweise entziehen. Es ist auch demnach nicht möglich, auf dem Wege über diese „eingefrorenen“ Systeme den absoluten Nullpunkt zu erreichen, wie Simon angibt, man das System nicht in einen Unordnungszustand überführen kann, der einer höheren Temperatur entspricht und nur durch eine Reaktionsverzögerung bei der betreffenden Temperatur bestehen kann. Bezüglich der Angaben von Eucken und Fried, denen zufolge ein Vergleich der Dampfdruckkonstanten mit den Konstanten des chemischen Gleichgewichts auch für einheitlichen und kristallisierbaren Körpern zu Abweichungen vom Nernstschen Theorem führt, stellt sich Verf. auf den Standpunkt von Simon, indem er die Extrapolation der spezifischen Wärmen zum absoluten Nullpunkt sei, besonders mit Hinblick auf die Möglichkeit des Auftretens von Quantensprüngen zu ungenau, um Abweichungen vom Theorem nachzuweisen. Zum Schluß wird eine Arbeit von Nusselt (Stodola-Festschrift 1929, S. 476) besprochen, in der die Nernstsche Ableitung des Unerreichbarkeitssatzes aufrechterhalten wird.

Ruhemann

**Wendell M. Latimer and Charles Kasper.** The theoretical evaluation of entropies of aqueous ions. Journ. Amer. Chem. Soc. **51**, 2293—2299, 1929, Nr. 8. Für die Hydratationsentropie der Ionen kann sowohl die Polarisationsfähigkeit des Mediums wie auch die durch die elektrostatische Anziehung Moleküle hervorgerufene Kompression des Wassers verantwortlich gemacht werden. Die Rechnungen von Born und anderen ergeben für den ersten Effekt etwa die Hälfte der experimentell gefundenen Werte, doch ist hierbei der in den Rechnungen eingehende Temperaturkoeffizient der Dielektrizitätskonstante des Wassers wegen der starken Felder um das Ion sehr unsicher. Der zweite Effekt wird durch den Ausdruck

$$\Delta S_2 = - \int_1^{\infty} \int_1^P \frac{1}{V_0} \cdot \left( \frac{dV}{dT} \right)_P dP \cdot 4\pi r^2 dr$$

wiedergegeben, indem nach den Berechnungen Zwickys bei kleinen Feldern die Beziehung

$$P = \frac{(3 + 2D)(D - 1)}{40\pi D^2} \frac{e^2}{r^4}$$

zwischen Druck und Dielektrizitätskonstante besteht. Nach einigen Annahmen und Abschätzungen, bezüglich derer auf das Original verwiesen sei, ergibt sich für große positive Ionen folgende Tabelle:

	$-\Delta S$ (ber.)	$-\Delta S$ (beob.)
Na <sup>+</sup> . . . . .	13,5	15,5
K <sup>+</sup> . . . . .	11	10,6
Rb <sup>+</sup> . . . . .	10,5	10
Ag <sup>+</sup> . . . . .	14,5	19
Tl <sup>+</sup> . . . . .	10,7	11
Ba <sup>++</sup> . . . . .	40	34

für kleine Ionen werden die berechneten Werte zu groß. Für negative Ionen ergibt unter Berücksichtigung der etwas unsicheren Elektronenaffinitäten auch recht gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment, woraus geschlossen wird, daß die Hydratationsentropie im wesentlichen auf den zweiten genannten Effekt zurückzuführen ist. *Ruhemann.*

**Fricke.** (Nach Versuchen mit **J. Lüke.**) Zum thermodynamischen Verhalten konzentrierter Lösungen. ZS. f. Elektrochem. **35**, 631—640, 1929, Nr. 9. Um die Verwendbarkeit der zuerst von Kirchhoff abgeleiteten Beziehung

$$U = R T^2 \frac{\delta \ln \frac{p}{p_0}}{\delta T}$$

$p_0$  = Dampfdruck des reinen Lösungsmittels,  $p$  = Dampfdruck der Lösung) zur Berechnung der differentialen Verdünnungswärmen aus Dampfdrucken zu prüfen und um frühere Resultate (Fricke und Havestadt, ZS. f. Elektrochem. **33**, 41, 1927) zu verschärfen, wurden Messungen von Dampfdrucken und Verdünnungswärmen ausgeführt. Apparat und Methodik der Dampfdruckmessungen waren im wesentlichen dieselben wie früher. Es wurden die Dampfdrucke wässriger Lösungen von Thoriumnitrat, Ammoniumnitrat, Glycerin, Natronlauge und Harnstoff bis zu hohen Konzentrationen gemessen und teilweise erhebliche Abweichungen von den früheren Werten erhalten. Apparat und Versuchsführung zur Ermittlung der Verdünnungswärmen werden ausführlich geschildert. Die ermittelten Werte der integralen Verdünnungswärmen  $U'$  für Natronlauge, Glycerin, Magnesiumchlorid, Zinkchlorid, Bariumnitrat und Natriumacetat werden tabellarisch wiedergegeben, aus ihnen die molaren differentialen Verdünnungswärmen  $U$  berechnet und mit den nach  $A = R T \ln p_0/p$  berechneten differentialen Verdünnungsarbeiten  $A$  verglichen. Es bestätigt sich der frühere Befund, daß für konzentriertere Lösungen von Natriumhydroxyd, Zinkchlorid, Natriumacetat und Thoriumnitrat  $U > A$  ist, während in verdünnteren Lösungen (bei Glycerin und Magnesiumchlorid), auch in konzentrierteren,  $A > U$  ist. Durch Nebeneinanderstellung der nach Kirchhoff aus Dampfdrucken berechneten und des kalorimetrisch bestimmten differentialen Verdünnungswärmen wird gezeigt, daß die Verwendbarkeit der Kirchhoffschen Gleichung um so besser ist, je höher die Verdünnungswärmen sind. Es muß danach z. B. möglich sein, die Quellungswärmen von Gelen aus Dampfdruckdaten zu berechnen. *Schönitz.*

**H. Hildebrand.** Solubility. XII. Regular solutions. Journ. Amer. chem. Soc. **51**, 66—80, 1929, Nr. 1. Als reguläre Lösung (regular solution) bezeichnet Verf. eine solche, bei der keine Entropieänderung eintritt, wenn aus einer idealen Lösung von der gleichen Zusammensetzung eine kleine Menge einer ihrer Komponenten übergeführt wird, wobei das Gesamtvolumen unverändert bleibt. Verf. wendet auf derartige Lösungen eine von van Laar (ZS. f. phys. chem. **72**, 723, 1910) auf Grund der van der Waalschen Zustandsgleichung entwickelte Gleichung an, die neuerdings von Heitler [Ann. d. Phys. (4) **80**, 190, 1926] unter Benutzung verschiedener Annahmen abgeleitet worden ist. Sie wird zur Berechnung anderer von der Aktivität abhängiger Eigenschaften (EMK von Konzentrationsketten, Lösungswärme fester Stoffe, Volumenzunahme beim Auflösen, Gibbsche Adsorptionsgleichung) benutzt. *Böttger.*

**Max Trautz und Martin Gürsching.** Die Abweichungen von Daltons Teilruckgesetz und ihre chemische Deutung. ZS. f. anorg. u. allg. Chem.

179. 1–26, 1929, Nr. 1/3. Die Verff. maßen die Druckänderungen beim Mischen gleicher Volumina der Gaspaare  $(\text{CH}_3)_2\text{O} + \text{SO}_2$ ,  $(\text{CH}_3)_2\text{O} + (\text{CH}_3)_2\text{O} + \text{CH}_3\text{Cl}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4 + \text{H}_2$  unter Konstanthaltung des Ausgangsvolumens zwischen 0 und  $+40^\circ$  mit verschiedenen Anfangsdrücken auf  $1/100$  mm Hg gemessen und stellten fest, daß nur beim Gemisch  $\text{C}_2\text{H}_4 + \text{H}_2$  die Berechnung nach van der Waals-van Laar mit der Berthelotschen Wurzelbeziehung für  $a_{12}$  die Druckänderungen auf  $1/10$  mm Hg genau vorauszuberechnen gestattet, während in den anderen Fällen diese Berechnungsart versagt. Gedeutet werden können „ersten“ Abweichungen reiner Gase und binärer Gasgemische vom Gasgesetz chemisch durch Dimerengleichgewichte. Es werden für beliebige Assoziationsgrade der van der Waalsschen analog gebaute Zustandsgleichungen für „reine“ Komponenten und „binäre“ Gemische abgeleitet, in denen statt  $a$  die Dissoziationskonstante als Stoffkonstante auftritt. Damit gelingt gleichzeitig die chemische Auslegung der van Laarschen Temperaturfunktion von  $a$ . An Stelle der Berthelotschen Beziehung  $a_{12} = \sqrt{a_1 \cdot a_2}$  gilt dann allgemeiner:  $a_{12} = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{a_1 a_2}$ , worin  $K'$  die Gleichgewichtskonstante der Reaktion  $\text{I}_2 + \text{II}_2 = 2\text{II} + \text{q}'$  bedeutet. Aus Messungen bei zwei Temperaturen lassen sich dann Druckänderungen bei den übrigen Temperaturen und ihre Abhängigkeit vom Anfangsdruck berechnen. Die Berechnung von Assoziationsgraden aus den Druckänderungen beim Mischen zweier Gase kann, soweit sie etwa 2% des Anfangsdruckes überschreitet, unter Vereinfachungen nach den Methoden der Gleichgewichtslehre erfolgen. Die Messung der Abweichungen vom Gasgesetz und ihre Deutung durch Assoziation führt zur mittleren Lebensdauer des Assoziationsprodukts und damit der Stoßdauer. Es wird ferner ihre Bedeutung und die gleichzeitig auch die der Polymerenauffassung der ersten Abweichungen vom Gasgesetz für die anschaulich-einfache genauere Berechnung von Gasreibungskoeffizienten betont.

Nehls

Ivo Brichta. Considérations thermodynamiques sur quelques réactions intéressantes. Aih. Herm. i Farm. Zagreb 3, 106–113, 1929, Nr. 3. (Kroatisch mit französischer Zusammenfassung.) Der Verf. bringt Beispiele der Anwendung des Nernstschen Wärmetheorems für mehrere Reaktionen organisch-chemischer Art, die Aldehydbildung durch Wasserstoffabspaltung aus Alkoholen, die Hydrierung von Acetylen zu Acetaldehyd, und die Hydrierung von Kohlenoxyd zu Methylalkohol.

Nehls

Louis S. Kassel. Der thermische Ozonzerfall bei kleinen Drücken. ZS. f. phys. Chem. (B) 2, 264–265, 1929, Nr. 3. [S. 2056.]

H. G. Grimm. Versuche zur Ermittlung von Dampfdruckunterschieden von Isotopen durch fraktionierte Destillation. I. Destillationsversuche von  $\text{CCl}_4$ . ZS. f. phys. Chem. (B) 2, 181–199, 1929, Nr. 3. [S. 2070.]

H. G. Grimm und L. Braun. Versuche zur Ermittlung von Dampfdruckunterschieden von Isotopen durch fraktionierte Destillation. II. Untersuchung von Fraktionen von in technischem Maßstab durch die Badische Anilin- und Sodafabrik, Ludwigshafen, destilliertem Chlor. ZS. f. phys. Chem. (B) 2, 200–206, 1929, Nr. 3. [S. 2071.] Estermann

Gondet et Vaurabourg. Pyromètre pour la mesure de la température des filaments de lampes à incandescence. Rev. d'Opt. 6, 342–345, 1929, Nr. 8. [S. 2051.] H. E.

**J. Garrick.** The vapour pressures of diphenyl and of aniline. Trans. Faraday Soc. **23**, 560—563, 1927, Nr. 78. Da sich bei der Anwendung der Ramsay-Youngschen Regel auf die von Jacquerod und Wassmer (Ber. d. D. Chem. Ges. **37**, 2533, 1904) gemessenen Dampfdrucke des Diphenyls eine Anomalie bei ungefähr 224° C zeigte, untersuchte Verf. die Dampfdrucke von neuem zwischen 153,31 und 253,69° C. Außerdem untersuchte er noch die Dampfdrucke des Anilins zwischen 91,60 und 150,60° C, da die Werte von Kahlbaum (ZS. f. phys. Chem. **26**, 603, 1889) nicht mit den Werten von Ramsay und Young (ZS. f. phys. Chem. **1**, 248, 1887) übereinstimmen. Die neu gewonnenen Werte des Diphenyls stimmen gegen die früher gemessenen Abweichungen bis zu 1°. Die Anomalie im Verlauf der früheren Werte ist nicht mehr vorhanden. Die Werte des Anilins stimmen von den von Kahlbaum gefundenen ab. Aus den experimentell bestimmten Werten ergaben sich nachstehende ausgeglichene Werte:

## Diphenyl.

$t$ °C	$p$ mm Hg	$t$ °C	$p$ mm Hg	$t$ °C	$p$ mm Hg
150,00	33,02	200,00	186,75	232,00	443,45
160,00	49,65	204,00	209,62	236,00	490,26
170,00	71,75	208,00	234,58	240,00	540,68
180,00	101,13	212,00	261,95	244,00	595,76
184,00	115,01	216,00	292,13	248,00	655,25
188,00	130,39	220,00	325,24	252,00	719,25
192,00	147,40	224,00	361,56	254,00	753,84
196,00	166,07	228,00	400,92		

## Anilin.

$t$ °C	$p$ mm Hg	$t$ °C	$p$ mm Hg	$t$ °C	$p$ mm Hg
96,00	37,43	116,00	85,58	136,00	178,46
100,00	44,53	120,00	99,80	140,00	204,95
104,00	52,66	124,00	115,99	144,00	234,53
108,00	62,18	128,00	134,36	148,00	267,64
112,00	73,09	132,00	155,12	150,00	285,81

Otto.

**V. Grebensčikov und N. A. Vachramejev.** Thermische Erscheinungen im System Natrium—Metasilikatsiliciumdioxid im glasartigen Zustand. Verh. Opt. Inst. Leningrad **5**, Nr. 45, S. 25—34, 1929. (Russisch mit deutscher Zusammenfassung.) Mittels eines Differentialthermoelements konnte bei der Erwärmung aller Schmelzen aus Natriummetasilikat und Siliciumdioxid im glasartigen Zustande festgestellt werden, daß sich hierbei endotherme und exotherme Vorgänge vollziehen. Der Temperaturbereich, in dem die endothermen Prozesse beginnen, liegt zwischen 350 und 500°, je nach der Zusammensetzung der Schmelze verschieden. Mit Vergrößerung des Gehalts an Siliciumdioxid verringert sich die Größe des Wärmeeffekts der endothermen Reaktionen. Letztere ruhen wahrscheinlich auf molekularen Umwandlungen der Natriumsilikate. Die exothermen Umwandlungen beginnen je nach der Zusammensetzung der Schmelze zwischen 400 und 800° und vollziehen sich bei der Kristallisation der

Schmelze. Die erhaltenen Kristalle waren jedoch zu klein, um identifiziert werden zu können; da die Kristallmenge mit zunehmendem Siliciumdioxidgehalt je geringer wird, ist es wahrscheinlich, daß es Natriumsilikatkristalle sind. *Ne*

**Valentin Kirejew.** Zur Frage über die Temperaturabhängigkeit der Verdampfungswärme. *ZS. f. anorg. Chem.* **182**, 177–181, 1929, Nr. 1. Verf. zeigt, daß die Untersuchung der Funktion  $L/RT = K = f(\tau)$ , in der  $L$  die molekulare Verdampfungswärme und  $\tau$  die reduzierte Temperatur bedeuten, als eine sehr bequeme Methode zur Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Verdampfungswärme dienen kann. Für das Temperaturgebiet  $\tau_s < \tau < 0,90$  ist es möglich, eine angenäherte Gesamtformel

$$K = \frac{K_s}{1,10 - \tau_s} (1,10 - \tau)$$

abzuleiten, die keine anderen individuellen Konstanten als die Größen  $K$  und  $\tau_s$  im Siedepunkt enthält. Diese Beziehung gilt für die normalen Stoffe und mit etwas geringerer Genauigkeit auch für die assoziierten Stoffe mit normaler Zusammensetzung ihres Dampfes. Für Stoffe mit polymerisiertem Dampf sowie Helium ist die Gleichung in ihrer einfachen Form nicht anwendbar.

**Witold Jazyna (Jacyno).** Die innere spezifische Wärme der Körper. *ZS. f. Phys.* **57**, 341–344, 1929, Nr. 5/6. Als „innere relative spezifische Wärme“ bezeichnet Verf. die Differenz der Dissoziationswärme–Verbrennungswärme als „innere absolute spezifische Wärme“ die meßbare spezifische Wärme. mindert um die Volumenveränderungsarbeiten und die relative innere spezifische Wärme. Als Wärmemolekulargewicht wird

$$m' = \frac{2m}{3} \left( \frac{2+z}{2} \right)$$

eingeführt, wo  $m$  das wirkliche Atomgewicht und  $z$  die Atomzahl im Molekül bedeutet. Unter Voraussetzung der gleichförmigen Energieverteilung werden die „Wärmemolekulargewichte“ und die „innere absolute spezifische Wärme“ für Gase berechnet und ihre Verwendbarkeit erörtert. *J*

**Paul Hürter.** Zur Berechnung der spezifischen Wärme der Festkörper. *Diss. Köln* 1928, 31 S. Zur Berechnung der spezifischen Wärmen von Steinsalz, Sylvit und Zinkblende geht der Verf. von der Debyeschen Formel aus. Fall  $h\nu_m/KT = x > 12$  ( $T^3$ -Gesetz) wird als uninteressant ausgeschlossen.  $x < 3$  gilt die Reihe:

$$\frac{C_v}{C_\infty} = 1 - 3 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \cdot \frac{B_{2n}}{(2n!)} \frac{(2n-1)}{2n+3} x^{2n},$$

in der  $B_{2n}$  die Bernouillischen Zahlen bedeutet. Bei der Auswertung des elastischen Spektrums wird der Versuch gemacht, mit Hilfe der Born-Kármán'schen Theorie (*Phys. ZS.* **13**, 297, 1912) die Dispersion zu berücksichtigen. Im isotropen Fall ergibt sich als Gesamtenergie einer Wellenart der Wert

$$U_i = \int_0^{4\pi} d\omega \cdot V \cdot \left( \frac{2}{\pi h_\gamma} \right)^3 \int_0^{\nu_\gamma} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \cdot \frac{\left( \arcsin \frac{\nu}{\nu_\gamma} \right)^2}{\sqrt{1 - \left( \frac{\nu}{\nu_\gamma} \right)^2}} d\nu_\gamma.$$

Rücksicht darauf, daß eine longitudinale und zwei transversale Wellenzüge Körper in jeder Richtung durchheilen, erhält man für das Verhältnis:

$$\frac{C}{C_{\infty}} = 1 - \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^1 \left[ (-1)^{n-1} \cdot \frac{B_{2n}}{2n!} (2n-1) x^{2n} \cdot y^{2n} \right] \frac{(\arcsin y)^2}{\sqrt{1-y^2}} dy,$$

bei  $y = v/v_g$  ( $v_g$  = Grenzfrequenz) ist und  $x$  die obige Bedeutung hat. Der Verf. geht nun so vor, daß er unter Verwendung sowohl der Voigtschen als auch der Steinebachschen Elastizitätskonstanten zuerst den elastischen Teil der spezifischen Wärme ausrechnet und den optischen Teil durch Benutzung geeigneter Werte bestimmt und zuzählt. Für den ersten Anteil wird die Formel

$$\frac{C}{n_k} = 3 - 2,7215 \cdot 10^{-2} \frac{J_1 \gamma^2}{T^2} + 4,7768 \cdot 10^{-4} \frac{J_2 \gamma^4}{T^4} \dots$$

benutzt, die nicht nur die Grenzfrequenz gemäß der Dispersionsformel enthält, sondern auch den Einfluß derselben auf die Verteilungsdichte der Frequenzen über das Spektrum zum Ausdruck bringt. Es zeigt sich, daß die mit oder ohne Berücksichtigung der Dispersion berechneten spezifischen Wärmen untereinander ziemlich weniger abweichen als von den gefundenen Werten. Es ist nicht zu zweifeln, ob dieser zweifellos systematische Fehler sich dadurch beseitigen läßt, daß die Temperaturabhängigkeit der elastischen Konstanten besser berücksichtigt wird.

H. Sachse.

**F. Giauque and H. L. Johnston.** The heat capacity of oxygen from 0° K to its boiling point and its heat of vaporization. The entropy from spectroscopic data. Journ. Amer. Chem. Soc. **51**, 2300–2321, 1929, 1930. Die Entropie des Sauerstoffs ist wegen des starken Paramagnetismus im flüssigen und gasförmigen Zustande von besonderem Interesse. Besonders aus früheren Arbeiten ist hier erforderlich: elektrolytischer Sauerstoff wird sorgfältig gereinigt und fraktioniert destilliert. Ein Goldkalorimeter mit Gold-Widerstandsthermometer wird benutzt; auf die Messung der Heizzeit wird besonderes Gewicht gelegt; die beheizte Sauerstoffmenge wird nach dem Versuch bestimmt; die Verdampfungswärme wird genau unter 760 mm Druck gemessen. Die Temperaturbestimmungen sind bei den tiefsten Temperaturen auf 0,01 bis 0,05°, bei höheren auf 0,001 bis 0,003° genau (Anschluß an H<sub>2</sub>- und O<sub>2</sub>-Druck-Thermometer und Thermoelemente). Die Wärmekapazität des leeren Kalorimeters bedingt eine Korrektur von 10 bis 15%, die aber sicher ist. Die gesamte Unsicherheit der Daten wird oberhalb 75° abs. auf 0,2% geschätzt; bei tieferen Temperaturen ist sie größer. — Der kleinste gemessene Wert der Molarwärme  $C_p$  ist 1,10 cal<sub>15</sub> bei 17° abs., er steigt bis 4,40 (22,24° abs.) und setzt nach der Umwandlung bei 78° abs. etwas höher ein, steigt bis 10,73 (42,21° abs.), worauf bei 43,76° abs. die zweite Umwandlung erfolgt. Oberhalb dieses Umwandlungspunktes bleibt  $C_p$  bis in die Nähe des Schmelzpunktes (54,39° abs.) fast konstant, 11,0 bis 11,1; im flüssigen Sauerstoff steigt  $C_p$  langsam von etwa 12,7 mit einem schwachen Maximum bis 12,99 (90,33° abs.) an. Euckens Messungen (1916) weichen zum Teil merklich von denen der Verff. ab, was zum Teil auf der anderen Temperaturabhängigkeit beruhen wird. — Molekulare Schmelzwärme  $106,3 \pm 0,3$  cal<sub>15</sub>; Umwandlungswärme bei 43,76° abs.  $177,6 \pm 0,5$  cal<sub>15</sub>, bei 23,66° abs.  $22,42 \pm 0,1$  cal<sub>15</sub>; Verdampfungswärme bei 90,13° abs. (760 mm)  $1628,8 \pm 1,6$  cal<sub>15</sub>. — Die Entropie am Siedepunkt wird mittels Extrapolation nach einer Debye-Funktion mit  $S = 90,9$  zu 40,57 Entropieeinheiten berechnet; nach Korrektur auf den idealen

Gaszustand ergeben sich 40,74 Einheiten, für 25° C 49,1. Aus spektroskopischen Daten leiten die Verff. für erstere Bedingungen 40,68 cal<sub>15</sub> pro Grad Molekül ab. Für 25° C ergibt sich die Zahl 49,03. Die Übereinstimmung ist züglich. Die Verff. halten die spektroskopischen Daten für einen sichereren Ausgangspunkt als die kalorimetrischen. Die Magnetonen tragen zu der bei tiefsten Temperaturen stabilen Form nicht wesentlich zum Entropiewert bei. Magnetonen müssen zu einem „Magnetonkristall“ innerhalb des Kristallgitters des Sauerstoffs miteinander verbunden sein. Der Temperaturkoeffizient magnetischen Suszeptibilität nähert sich beim absoluten Nullpunkt dem Null, wie es der dritte Hauptsatz verlangt. Alle Beobachtungen und Schlüsse der Verff. sprechen für die Exaktheit des dritten Satzes.

W. A. M.

**D. M. Newitt.** Gaseous Combustion at High Pressures. Part XIII. Molecular Heats of Nitrogen, Steam, and Carbon Dioxide at High Temperatures. Proc. Roy. Soc. London (A) **125**, 119–134, 1929, Nr. 1. Die durch Strahlung und Leitung zu den Gefäßwänden bedingten Wärmeverluste bei Gasexplosionen werden diskutiert; beide Fehlerquellen nehmen mit steigendem Druck stark ab, was unter anderem daraus hervorgeht, daß das Verhältnis Anfangs- zu Maximaldruck bei der Verbrennung von CO um 11 % steigt, wenn man von 3 auf 150 Atm. Anfangsdruck geht. Die Versuche werden in einer 240 ccm fassenden Stahlbombe angestellt. Zur Berechnung von  $C_v$  werden störungsfreie Versuche mit mindestens 50 Atm. Anfangsdruck verwendet. Korrektur der Wärmeverluste nach Bjerrum. Die Basis der Berechnung ist die Annahme, daß  $C_v$  für Argon konstant 2,977 cal<sub>15</sub> ist. Theoretische H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>-Gemische werden mit Argon oder Stickstoff verdünnt, CO-O<sub>2</sub>-Gemische werden mit verschiedenen Mengen CO hergestellt. Die Maximaltemperaturen, für die  $\overline{C_v}$  von N<sub>2</sub> wandfrei berechnet werden kann, liegen zwischen 2600 und 3000° abs. Die folgende Tabelle ist aus Versuchen mit gleichem Anfangsdruck abgeleitet; die umständ-

	$\overline{C_v}$ N <sub>2</sub>	$\overline{C_v}$ H <sub>2</sub> O
289–2600° abs.	5,87	10,25
289–2700	5,94	10,32
289–2800	5,96	10,40
289–2900	5,99	10,44
289–3000	6,01	10,50

liche Kombination von Versuchen mit verschiedenem Anfangsdruck führt zu dem für Wasserdampf zu dem fast identischen Mittelwert:  $\overline{C_v}$  H<sub>2</sub>O 289 bis 2816° abs. = 10,41. Für CO<sub>2</sub> ergibt sich auf demselben Wege zwischen 289 und 3173° abs. die mittlere Molekularwärme bei konstantem Volumen zu 11,42. Für Stickstoff gilt die Formel  $\overline{C_v} = 4,87 + 0,000387 \cdot T$  (Werte höher als die von Pier, wie auch für H<sub>2</sub>O und CO<sub>2</sub>). Für Wasserdampf gehen die Werte von Holborn-Henning und Pier und dem Verf. weit auseinander; zwischen 1600 und 2000° abs. fehlt jede Messung.

W. A. M.

**H. Herszfeld.** Über eine abnorm hohe Wärmeproduktion bei der Verbrennung von Thormineral Oranget. Naturwissensch. **17**, 673, 1929, Nr. 34. [S. 206]

K. W. F. Kohlrausch

**S. L. Straneo.** Sulla risoluzione funzionale dei problemi lineari di propagazione del calore. Lincei Rend. (6) **9**, 765–771, 1929, Nr. 9.

und gezeigt, daß die Differentialgleichung der Wärmeleitung mit Hilfe von fiktionaloperatoren in einheitlicher und formal befriedigender Weise integriert werden kann.

*I. Runge.*

**Luca Nannei.** Metodo per la misura dell'effetto Thomson a differenti temperature. *Cim. (N. S.)* **3**, 438—465, 1926, Nr. 8. Es wird eine Methode beschrieben, um an ein und demselben Leiterstück den spezifischen Widerstand, die innere und äußere Wärmeleitfähigkeit und den Koeffizienten des Thomsons Effektes zu bestimmen. Die Methode besteht darin, an geeigneten Punkten des Leiterstückes dimensional angenommenen Leiters die Temperatur mittels eingebetteter Thermoelemente zu messen, und zwar einmal bei stationärer Verteilung im Leiter, ferner im stromführenden Zustand und schließlich nach Umkehrung der Stromrichtung. Hieraus werden die genannten Koeffizienten berechnet. Wenn die Messungen für verschiedene Temperaturen ausgeführt werden, kann die Temperaturabhängigkeit des Koeffizienten des Thomsons Effektes untersucht werden.

*I. Runge.*

**M. Trautz und P. B. Baumann.** Die Reibung, Wärmeleitung und Diffusion in Gasmischungen. II. Die Reibung von  $H_2$ - $N_2$ - und  $H_2$ - $CO$ -Mischungen. *Ann. d. Phys. (5)* **2**, 733—736, 1929, Nr. 6. Es werden die Reibungsisothermen bei 20, 100, 200 und  $250^\circ$  nach der Durchströmungsmethode (s. Trautz und Weizel, *Ann. d. Phys.* **78**, 305ff., 1925) bestimmt. Die  $\eta$ -Werte für die gasförmig rein dargestellten Gase  $N_2$  und  $CO$  sind nahezu identisch, die Sutherland-Konstanten 102,7 bzw. 101,1. Die beiden isobaren und isothermen Gase verhalten sich also auch bei Reibungsmessungen vollkommen analog.

*Binkele.*

**M. Trautz und Friedr. Wilh. Stauf.** Die Reibung, Wärmeleitung und Diffusion in Gasmischungen. III. Die Reibung von  $H_2$ - $C_2H_4$ -Gemischen. *Ann. d. Phys. (5)* **2**, 737—742, 1929, Nr. 6. Der Reibungsbetrag des Äthylens liegt unter dem der mit ihm isobaren  $N_2$  und  $CO$ . Seine Mischung mit  $H_2$  zeigt daher im Gegensatz zu jenen ein ausgeprägtes Maximum der Reibung, welches mit steigender Temperatur, annähernd einer geraden Linie folgend, nach wasserstoffärmeren Gemischen verschiebt. Die Lage der Maximumgeraden stimmt mit der Annahme verträglich, daß sie bei  $T = 0$  den Punkt  $\eta = 0$ ,  $H_2$  100 % enthält. Die Isothermen im Reibungsmolenbruchdiagramm werden bei  $-78^\circ$ ,  $-40^\circ$ ,  $-1^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $100^\circ$ ,  $150^\circ$ ,  $200^\circ$  und  $250^\circ$  genau bestimmt. Die Sutherland-Konstante des  $H_2$  ist 83, des  $C_2H_4$  239.

*Binkele.*

**M. Trautz und Karl Friedr. Kipphan.** Die Reibung, Wärmeleitung und Diffusion von Gasmischungen. IV. Die Reibung binärer und ternärer Edelgasgemische. *Ann. d. Phys. (5)* **2**, 743—748, 1929, Nr. 6. Das Zustandsgesetz der inneren Reibung (M. Trautz, *Ann. d. Phys.* **82**, 227—239, 1927) liefert eine Methode zur Analyse nicht bequem trennbarer Gasgemische. Werden die binären und ternären Gemische von He, Ne und Ar bei 20, 100 und  $200^\circ$  gemessen, auch die binären von He mit  $H_2$ . Die gefundenen Werte stimmen mit den berechneten innerhalb der Fehlergrenze überein.

*Binkele.*

**Man E. Seemann.** Thermal conductivity of Pyrex glass as a function of temperature. *Phys. Rev. (2)* **33**, 1094, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Aus vorläufigen Messungen über die Wärmeleitfähigkeit des Pyrexes geht hervor, daß innerhalb der Fehlergrenzen diese Eigenschaft linear der Temperatur geht, und zwar von  $0,0025 \text{ cal/cm Grad}$  bei  $0^\circ C$  bis etwa

0,0046 cal/cm Grad bei 600° C. Das untersuchte Präparat hatte die Form eines an einem Ende mit einer halbkreisförmigen Kappe abgeschlossenen Hohlzylinders. Die Energie zur Aufrechterhaltung eines stationären Temperaturgradienten wurde durch einen elektrischen Heizkörper geliefert, der axial in der Versuchsröhre montiert war. Thermischer Kontakt mit dem Körper wurde innen und außen durch geschmolzene Metallbäder bewirkt. Die Temperaturen wurden mit Thermoelementen gemessen. Einzelheiten der Methode sind im Zusammenhang mit ähnlichen Messungen an geschmolzenem Quarz veröffentlicht worden (Phys. Rev. **31**, 119, 1928). Für die Messungen am Pyrexglas wurde eine Korrektur wegen Strahlung angebracht.

**Albert Arnulf.** Déformation comparée du verre et de la silice fondue sous l'influence des variations de température. Rev. d'Opt. **6**, 311–327, 1927, Nr. 8. Auf Grund von Interferenzmeßmethoden der thermischen Ausdehnung werden folgende Tatsachen festgestellt: Quarzglas dehnt sich etwa 50mal weniger aus als Kronglas; Quarzglas ist das einzige Material, dem sich Spiegel herstellen lassen, die gegen Temperaturänderungen unempfindlich sind.

**Ionel N. Longinescu.** Nouvelle extension de la loi D'Avogadro. Application à l'état liquide. Journ. chim. phys. **26**, 312–313, 1929, Nr. 6. Abgehend von den Arbeiten G. G. Longinescus, wird die Anwendung der idealen Gasgleichung auf den flüssigen Zustand formelmäßig dargestellt. Vom Grenzfall der idealen Flüssigkeit kommt schließlich zu folgender Formulierung: Bei gleicher Temperatur und gleichem Volumen ist  $P_t/n = \text{const}$  ( $P_t = P_i + P_e$  = Summe des inneren und äußeren Druckes;  $n$  = Anzahl der Moleküle).  $P_t = P_e$  ist der Grenzfall des idealen Gases,  $P_t = P_i$  der Grenzfall der idealen Flüssigkeit. Reale Flüssigkeiten ergeben Abweichungen von der Theorie.

**F. Simon.** (Gemeinsam mit **Edwards** und **Ruhemann**.) Untersuchungen über die Schmelzkurve des Heliums. ZS. f. Elektrochem. **35**, 618–629, 1929, Nr. 9. Aus der vom Verf. angegebenen und mit Erfolg auf die bisher untersuchten Substanzen angewandten Schmelzdruckformel  $\log(p + a) = c \log T + \text{const}$ , wo die Konstante  $a$  dem Binnendruck entspricht, folgt, daß die Schmelzkurve weder eine Grenztemperatur erreicht, noch bei höheren Temperaturen umbiegt. Schreibt man sie in der Form  $p/a = (T/T_0)^c - 1$  ( $T_0$  = normaler Schmelzpunkt) und berücksichtigt die Tatsache, daß  $c$  für fast alle Substanzen nahezu denselben Wert hat, so ergibt sich, daß, um die Schmelzkurve bis zu relativ hohen Temperaturen zu verfolgen, man eine Substanz mit möglichst geringem Binnendruck, also mit möglichst niedrigem Siedepunkt wählen muß. Verff. bestimmten also die Schmelzkurve des Heliums zwischen 12 und 42° abs. und zwar bei den tieferen Temperaturen kalorimetrisch, indem das Auftreten einer Schmelzwärme beobachtet wurde, bei den höheren Temperaturen durch den Nachweis der Verstopfung eines Kapillarrohres. Die Kurve konnte durch die Formel  $\log_{10}(p + 17) = 1,5544 \log_{10} T + 1,236$  sehr genau wiedergegeben werden. Die Tabelle gibt die Ergebnisse von 4 zu 4°, wobei die ersten beiden Werte von Keesom stammen und der dritte interpoliert wurde.

$T$ . . . . .	1	4	8	12	16	20	24	28	32	36	40	44
$p$ . . . . .	26	131	(425)	813	1270	1800	2380	3010	3690	4610	5300	5980

**Kurt Wohl.** Über den Gaszustand niedrigsiedender Stoffe. ZS. phys. Chem. (B) **2**, 77–114, 1929, Nr. 1/2. Die zweiten Virialkoeffizienten,

Die Abweichung vom idealen Gaszustand bei kleinen Drucken messen, korrespondieren innerhalb der Stoffgruppe Ne, N<sub>2</sub>, Ar, O<sub>2</sub> sehr vollkommen miteinander, wenn man sie mit den kritischen Daten reduziert. Oberhalb der kritischen Temperatur ist auch eine gewisse Korrespondenz mit den Normalstoffen vorhanden. Diese mehr oder weniger nahe Verwandtschaft der Stoffe erhält sich im allgemeinen bis in die Nähe des kritischen Volumens — weiter wurde die Untersuchung nicht ausgedehnt —, doch nimmt im weitesten Abstand vom idealen Gaszustand unterhalb  $2,5 v_k$  und  $1,6 T_k$  die Kompressibilität der permanenten Gase merklich stärker zu als die der Normalstoffe. Daher gilt die A. Wohlsche Hauptzustandsgleichung, die sich für Normalstoffe sehr bewährt hat (ZS. f. phys. Chem. **133**, 305, 1928; diese Ber. **9**, 2120, 1928), oberhalb der kritischen Temperatur auch für die genannten permanenten Gase mit 1 bis 2 % Genauigkeit an den Druck, wenn man diesem unterschiedlichen Verhalten durch eine Änderung des  $c$ -Gliedes von  $(T_k/T)^{4/3}$  in  $(T_k/T)^{5/3}$  Rechnung trägt. Unterhalb der kritischen Temperatur ist die Kompressibilität der permanenten Gase im ganzen stabilen Gasgebiet erheblich kleiner als die von Normalstoffen. H<sub>2</sub> und besonders He liegen so weit abseits, daß die A. Wohlsche Gleichung sich auch oberhalb  $T_k$  ihnen nicht auf einfache Weise anpassen läßt. Die Temperaturabhängigkeit der van der Waalsschen Größe  $b$  für den verdünnten Zustand ist innerhalb des Meßgebiets erheblich und für verschiedene Stoffe nicht bei irgendwie reduzierten übereinstimmenden Temperaturen, sondern bei gleichen absoluten Temperaturen von der gleichen Größenordnung. Sie steigt daher im reduzierten Maßsystem von He zu den Normalstoffen an. Die van der Waalssche Größe  $a$  ist dagegen hinsichtlich ihres Absolutwertes und ihrer Temperaturabhängigkeit bei verschiedenen Stoffen in reduzierten Maßsystemen nahezu übereinstimmend. Die Temperaturabhängigkeit von  $a$  ist bei allen permanenten Gasen oberhalb der kritischen Temperatur äußerst gering und nimmt mit abnehmender Temperatur bis zu den tiefsten Meßtemperaturen herab beschleunigt zu, so daß für den verdünnten Gaszustand ein Entartungseffekt nicht zu bemerken ist. Nimmt man die Temperaturabhängigkeit von  $b$  aus dem Theorem der übereinstimmenden Zustände aus, so ist damit der übliche Ansatz für das Potential mit konstanten Exponenten des Molekülabstandes im Anziehungs- und Abstoßungsglied als unbrauchbar zur Beschreibung des elastischen Molekülstoßes erwiesen. Die Kenntnis der van der Waalsschen Größe  $b$  für kleine Gasdichten beim absoluten Nullpunkt gestattet, die Packungsdichte des Flüssigkeitsvolumens daselbst anzugeben. Für N<sub>2</sub> und Ar ergibt sich nahezu dichteste Kugelpackung, so daß dies erst recht für Normalstoffe anzunehmen ist. Dagegen findet man eine bedeutende Abnahme der Packungsdichte über Ne und H<sub>2</sub> bei He, die nur durch die Existenz einer Nullpunktsenergie gedeutet werden kann. Es läßt sich zeigen, daß das Verhältnis der Nullpunktsenergie zur potentiellen Energie der Flüssigkeit bei den tiefstsiedenden Stoffen am größten sein muß. Bei He und H<sub>2</sub> — ein wenig auch noch bei Ne — ist auch die Größe der kritischen Daten durch die Nullpunktsenergie beeinflusst (doch ist für den beobachteten kritischen Punkt ein überer Energieinhalt als der thermisch-klassische fraglich). Folglich sind die beobachteten kritischen Daten den klassischen Zustandsgebieten bei kleinem Druck und hoher Temperatur nicht adäquat und müssen, wenn man die in diesen Gebieten bestehende Korrespondenz mit den übrigen Stoffen prüfen will, durch idealisierte kritische Daten ersetzt werden. Postuliert man für letztere die Gültigkeit der bei Normalstoffen bestehenden Beziehungen, so ist nur noch die kritische Größe (Druck oder Temperatur) frei wählbar. Die Reduktion dieser auf klassisches Verhalten korrigierten kritischen Daten führt zu einer sehr weitgehenden Korrespondenz der zweiten Virialkoeffizienten sämtlicher

permanenter Gase — ein Beweis, daß die Nullpunktsenergie die maßgebende Ursache für die Sonderstellung der leichtesten permanenten Gase  $H_2$  und  $He$  ist. Auch das spezifische Verhalten des  $He$  beim Übergang zu höheren Drücken läßt sich indirekt durch die Nullpunktsenergie erklären — im Entartungsgebiet selbst müßte die Nullpunktsenergie direkt eine Verkleinerung der van der Waalsschen Anziehung bewirken. Die Normalstoffe fügen sich zwanglos in das hier gewonnenen Bilde vom Verhalten der permanenten Gase ein. Der Unterschied zwischen den permanenten Gasen mit höherer kritischer Temperatur und den Normalstoffen im reduzierten Maßsystem ist nicht quantenhafter Natur. Er besteht in einer etwas größeren Temperaturabhängigkeit der van der Waalsschen Anziehung bei den Normalstoffen. Doch ist diese noch weitaus kleiner, als bisher angenommen wurde. Die Versuche, die van der Waalssche Anziehung auf Grund der Vorstellung zu deuten, daß die Moleküle räumlich begrenzte Mehrfachpole im Sinne der alten Quantentheorie sind, führen zu großen Abweichungen von der Erfahrung. Insbesondere steht die Annahme, daß bei monatomigen Stoffen die Anziehung bei mittleren und tiefen Temperaturen wesentlich auf Orientierung der Moleküle beruhe, in Widerspruch zu der weitgehenden Korrespondenz zwischen ein- und zweiatomigen Stoffen.

**Gordon A. Scott.** The Isotherms of Hydrogen, Carbon Monoxide and their Mixtures. Proc. Roy. Soc. London (A) **125**, 330—344, 1929, Nr. 7. Nach einer im Prinzip schon von Natterer, Witkowski, Holborn u. a. angewandten Methode mit konstantem Hochdruckvolumen wurden die Isothermen von Wasserstoff, Kohlenoxyd und einigen Gemischen dieser Gase bei  $25^\circ C$  bis zu 170 Atm. gemessen. Jede der gemessenen Isothermen ließ sich in der Form  $p v_A = a + b p + c p^2$  ausdrücken. Die Konstanten haben die folgenden Werte, wenn der Druck  $p$  in Atmosphären und das Volumen  $v_A$  in Vielfachen des spezifischen Volumens bei  $0^\circ$  und 1 Atm. Druck ausgedrückt wird:

	$a$	$b \cdot 10^3$	$c \cdot 10^6$
$H_2$ . . . . .	1,090 90	0,6511	0,033
$66,3\% H_2 + 33,7\% CO$ . . .	1,091 09	0,4626	0,947
$51,7\% H_2 + 48,3\% CO$ . . .	1,091 22	0,3281	1,28
$33,1\% H_2 + 66,9\% CO$ . . .	1,091 42	0,1514	1,88
$CO$ . . . . .	1,091 96	—0,4393	3,55

Die Gemische weichen sowohl vom Dalton'schen Gesetz der additiven Volumina als auch von dem der additiven Drucke ab, und zwar haben die Abweichungen ähnlichen Charakter, wie er von Verschoyle [Proc. Roy. Soc. London (A) **552**, 1926] und Bartlett (Journ. Amer. Chem. Soc. **49**, 687, 1927; **50**, 11, 1928) für das Gemisch Wasserstoff—Stickstoff nachgewiesen wurde, d. h. der Einfluß des Wasserstoffs ist bedeutend größer als der der anderen Gase.

**C. W. Gibby, C. C. Tanner and Irvine Masson.** The Pressures of Gaseous Mixtures. II. Helium and Hydrogen, and their Intermolecular Forces. Proc. Roy. Soc. London (A) **122**, 283—304, 1929, Nr. 789. In Fortsetzung der Arbeit von Masson und Dolley [Proc. Roy. Soc. London (A) **524**, 1923] werden die Isothermen von  $He$ ,  $H_2$  und zehn Gemischen dieser Gase bei  $25^\circ$  bis zu 125 Atm. gemessen; außerdem die der reinen Gase und eines gemolekularen Gemisches bei sieben Temperaturen von  $25$  bis  $175^\circ$ . Die Versuchsanordnung (veränderliches Hochdruckvolumen, Gasmenge bei 1 Atm. Druck etwa  $7 \text{ cm}^3$ ) wird eingehend beschrieben. Die experimentellen Daten la-

alle sämtlich durch Gleichungen der einfachen Form  $p v = a + b p$  darstellen, wobei die mittleren Fehler etwa 0,5% betragen ( $p$  in Atmosphären,  $v$  in Vielfachen des spezifischen Volumens bei 0° und 1 Atm.).

$t$ °C	He %	$a$	$10^4 b$	$t$ °C	He %	$a$	$10^4 b$	$t$ °C	He %	$a$	$10^4 b$
0,00	100,00	1,090 85	5,10	50,0	100,00	1,1827	5,07	125,2	100,00	1,4605	4,94
	83,49	1,091 2	5,67		50,11	1,1836	6,44		50,11	1,4592	6,20
	73,99	1,090 9	5,92		0,00	1,1832	6,71		0,00	1,4582	7,02
	66,64	1,090 4	5,97	75,0	100,00	1,2748	5,02	150,1	100,00	1,5486	4,62
	57,54	1,091 1	6,36		50,11	1,2751	6,37		50,11	1,5494	6,41
	50,11	1,091 6	6,38		0,00	1,2748	6,86		0,00	1,5516	6,93
	50,06	1,091 5	6,41	100,38	100,00	1,3669	4,86	175,0	100,00	1,6357	4,87
	42,42	1,091 5	6,56		50,11	1,3676	6,43		50,11	1,6455	6,20
	33,00	1,090 1	6,62		0,00	1,3669	6,93		0,00	1,6420	6,87
	26,40	1,090 4	6,61								
	16,26	1,090 5	6,56								

Aus der Zusammenstellung erkennt man die auffallende Tatsache, daß sich in einem gewissen Gebiet der Zusammensetzung die Gemische weniger komprimieren lassen als die reinen Gase (am wenigsten bei etwa 30 % He). Verff. untersuchen den Einfluß der Gaszusammensetzung auf die  $b$ -Werte der Gemische, ferner den Einfluß der Temperatur sowohl für die reinen Gase als auch die Gemische unter besonderer Berücksichtigung der Theorie von Lennard-Jones [Proc. Roy. Soc. London (A) **106**, 441, 1924; **107**, 157, 1925; **112**, 214, 1926; **115**, 334, 1927] über die intermolekularen Kräftefelder. Die experimentellen Ergebnisse stimmen mit dieser Theorie der sich superponierenden Kräfte der Anziehung und Abstoßung um die einzelnen Moleküle in gewissen Entfernungen überein. Ist der Abstand zwischen zwei Molekülzentren  $r$ , so beträgt die resultierende Kraft  $\lambda_m r^{-m} - \lambda_n r^{-n}$ . Die Abstandsindizes für die zwischen den Molekülen der Gase und ihrer Gemische wirkenden Kräfte werden ausgewertet. Für alle Temperaturen ergibt sich bei  $H_2$ :  $m = 5$  und  $n = 10$  bis 11; bei He:  $m = 5$  und  $n = 10$ . Für die Gemische ergeben sich dieselben Werte. Die Kräftekonstanten  $\lambda_m$  und  $\lambda_n$  werden ebenfalls ausgewertet, und es wird festgestellt, daß die Konstanten für  $H_2$ -He beträchtlich näher denen für 2 He als denen für 2  $H_2$  liegen. Aus den Kräfteindizes und Konstanten werden schließlich die Energiewerte für die drei Typen molekularer Umgebung berechnet. Für jede Type wird die Kohäsionsenergie definiert und in Tabellen wiedergegeben, zusammen mit den kinetischen Durchmessern, die zu den verschiedenen Temperaturen passen. Der intermolekulare Abstand zwischen He- und  $H_2$ -Molekülen bei engster Berührung ist etwa gleich der Summe ihrer kinetischen Halbmesser. *Otto*.

**Donal N. Longinescu.** La pression interne des fluides en relation avec quelques propriétés physico-chimiques. Journ. chim. phys. **26**, 314-316, 1929, Nr. 6. Unter der Annahme, daß zwischen den Molekülen einer Flüssigkeit Kräfte herrschen, die durch die Formel  $m^2/d^x$  [ $d$  = der Abstand zwischen zwei Grammolekülen, so daß  $d^3 = V_m$  (wobei  $V$  das Molvolumen bedeutet),  $x$  eine Unbekannte und  $m$  eine Größe, die für die Molekülkräfte dieselbe Rolle spielt, wie die Masse bei der Gravitationskraft] ausgedrückt werden können, ist der innere Druck die Größe  $m^2/d^x + 2$ . Setzt man diesen Ausdruck der

klassischen Formel für den inneren Druck gleich, so lassen sich  $m$  und  $\alpha$  berechnen. Es ergibt sich z. B. für die Kohlenwasserstoffe  $\alpha = 5$ , d. h. die Moleküle ziehen sich mit einer Kraft an, die der fünften Potenz der Entfernung verkehrt proportional ist.  $m$  wird für eine ganze Reihe von Substanzen berechnet und der Beobachtung in guter Übereinstimmung befunden. Einige Zusammenhänge des inneren Druckes mit anderen physikalisch-chemischen Daten werden diskutiert. Dac

**R. Plank und J. Kuprianoff.** Die thermischen Eigenschaften der Kohlensäure im gasförmigen, flüssigen und festen Zustande. ZS. f. d. Kälteindustrie **36**, 41–48, 1929, Nr. 3; ZS. f. techn. Phys. **10**, 93–101, 1929, Nr. 3. Die Beobachtungen zahlreicher in einem Literaturverzeichnis angegebener Autoren über die thermischen Eigenschaften der Kohlensäure und die daraus entwickelten empirischen Formeln werden unter Hinzunahme eigener Berechnungen der Verf. diskutiert. Die Dampf-, Schmelz- und Sublimationsdrucke, die latenten Wärmen, spezifischen Volumina, Ausdehnungskoeffizienten, Entalpien und Entropien werden in Tabellen sowie in einem alle drei Aggregatzustände umfassenden Temperatur-Entropiediagramm zusammengestellt. Ruhema

**A. S. Predwoditelew.** Berichtigung zur Arbeit „Über die absoluten Geschwindigkeiten der  $H_2O$ -Moleküle, welche bei der Dehydratation von Kristallhydraten herausfliegen“. II. ZS. f. Phys. **54**, 159–161, 1929, Nr. 1/2. In verschiedenen, in der angezogenen Arbeit (ZS. f. Phys. **136**–**149**, 1928) enthaltenen Formeln fehlt ein Zahlenfaktor  $1/4$ . Auf die Ergebnisse hat dieser Irrtum keinen Einfluß, da dieser Zahlenfaktor in der Konstanten enthalten ist. Esterma

**A. R. Stevenson, Jr.** Refrigeration. Journ. Frankl. Inst. **208**, 143–150, 1929, Nr. 2. Nach einem Überblick über die Geschichte der Kühlanlagen von alten Ägypten bis zum heutigen Amerika und einem Hinweis auf die Wichtigkeit dieser Vorrichtungen für die Frischhaltung von Nahrungsmitteln und das Leben für die mittlere Lebensdauer der Menschen behandelt der Verf. folgende Kapitel: Eisschränke und Isolationsprobleme, Kosten des ungenutzt schmelzenden Eises, Vergleich und ausführliche Beschreibungen verschiedener Systeme von großen Eismaschinen und kleinen Hausanlagen, Kühlung und Heizung von Häusern mit denselben Maschinen. Ju

**W. J. de Haas and J. Voogd.** The change of the electric resistance of pure hafnium and zirconium between  $1,3^\circ K.$  and  $90^\circ K.$  Proc. Amsterdam **32**, 707–709, 1929, Nr. 6. [S. 2095.]

**W. J. de Haas, Edm. van Aubel and J. Voogd.** New superconductors. The resistance of alloys at the temperatures of liquid hydrogen and liquid helium. Proc. Amsterdam **32**, 715–723, 1929, Nr. 6. [S. 2095.]

**W. J. de Haas, Edm. van Aubel and J. Voogd.** A superconductor, consisting of two non-superconductors. Proc. Amsterdam **32**, 724–730, 1929, Nr. 6. [S. 2095.]

**W. J. de Haas, Edm. van Aubel and J. Voogd.** The resistance of compounds of metals at the temperature of liquid hydrogen and liquid helium. Proc. Amsterdam **32**, 731–732, 1929, Nr. 6. [S. 2096.]

**W. J. de Haas and J. Voogd.** On the superconductivity of the gallium alloys. Proc. Amsterdam **32**, 733–734, 1929, Nr. 6. [S. 2096.] Siz

## 8. Geophysik.

**Süring.** Arthur Berson als Meteorologe. ZS. f. Flugtechn. **20**, 357  
358, 1929, Nr. 14/15.

**ans Benndorf.** Robert Sterneek †. S.-A. Gerlands Beitr. **20**, 230—233,  
28, Nr. 3/4.

**H. Gish.** Sebastian Jacob Mauchly, 1878—1928. S.-A. Terrestr. Magn.  
4, 77—80, 1929, Nr. 1. *Scheel.*

**arl Jung.** Bemerkungen zur Ableitung des größten möglichen  
Schwereunterschieds. ZS. f. Geophys. **5**, 118—119, 1929, Nr. 3/4. Eine  
ergänzende Bemerkung zu der im Heft 2 der Zeitschrift für Geophysik unter dem  
Titel „Über den größten möglichen Schwereunterschied“ erschienenen Ver-  
öffentlichung desselben Verf. *K. Jung.*

Erhöhung der Beobachtungsgenauigkeit bei relativen Pendel-  
messungen. I. Registrierung von Pendelschwingungen, von **O. Meisser**.  
II. Das photographische Koinzidenzverfahren, von **H. Martin**. ZS. f.  
Geophys. **5**, 145—151, 1929, Nr. 3/4. Für die Zwecke der praktischen Geophysik  
ist die bisher erreichte Genauigkeit der Pendelmessungen, etwa  $10^{-3}$  cm. sec $^{-2}$ ,  
nicht genau genug. Wie an einem einfachen Beispiel, der Wirkung einer im  
Untergrund verborgenen Platte, gezeigt wird, ist eine Erhöhung der Genauigkeit  
auf  $2 \cdot 10^{-4}$  cm. sec $^{-2}$  anzustreben. Entsprechend muß die Halbperiode des  
Halbsekundenpendels auf  $4 \cdot 10^{-3}$  Sek., also Beginn und Ende der ersten und  
letzten Schwingung eines Beobachtungszeitraums von 40 bis 60 Minuten auf  
etwa  $2 \cdot 10^{-4}$  Sek. genau gemessen werden. Die Verff. geben zwei einfache  
photographische Verfahren an, mit denen sie im Laboratorium die erforder-  
liche Genauigkeit erreicht haben. *K. Jung.*

**William Bowie.** The figure of the earth derived by triangulation-  
methods. Sill. Journ. (5) **18**, 53—59, 1929, Nr. 103. Ein kurzer Bericht über  
die Probleme und den Stand der Erforschung der Figur der Erde mit geodätischen  
Methoden, der besonders amerikanische Arbeiten betrifft. *K. Jung.*

**H. Swick.** The figure of the earth from gravity-measurements.  
Sill. Journ. (5) **18**, 60—64, 1929, Nr. 103. Eine kurze Besprechung der Aufgaben  
und Probleme der Schweremessung, soweit sie die Figur der Erde und die Iso-  
asie betrifft. *K. Jung.*

**Mothes.** Neue Ergebnisse der Eisseismik. ZS. f. Geophys. **5**, 120—144,  
1929, Nr. 3/4. Unterstützt von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft,  
auf der Verf. seine seismischen Gletscherarbeiten (ZS. f. Geophys. **3**, 121—134)  
auf dem Hintereisferner fortgesetzt. Eine etwa 5 km lange, um 346 m ansteigende  
Moräne, die sich ungefähr in der Mitte der Gletscherzunge hält, wurde seismisch  
ermessen. Einige Stationen liegen auch auf dem Firneis. Die der Veröffent-  
lichung beigegebenen Seismogramme zeigen deutlich den longitudinalen Ein-  
satz (I), den transversalen Einsatz (II) und die vom Luftschall hervorgerufene  
Erschütterung (*L. Sch.*). Vielfach ist zwischen (I) und (II) ein weiterer Einsatz (*R*)  
zu erkennen, der als Reflexion der longitudinalen Bewegung am Gletschergrund  
gedeutet wird. Je nach Lage von Spreng- und Beobachtungsort ist (*R*) in ver-  
schiedener Größe verschieden exakt zu erkennen. Der Sprengmoment ist in

üblicher Weise registriert, jedes Seismogramm ist mit Zeitmarkierung versehen. Die Geschwindigkeiten sind im Zungen- und Firneis verschieden. Im Zungeis ist  $V_I = 3600$  m/sec,  $V_{II} = 1690$  m/sec, im Firneis ist  $V_I = 3140$  m/sec,  $V_{II} = 1350$  m/sec. Das Profil der Gletscherzunge wurde in doppelter Weise bestimmt: einmal aus den trigonometrisch eingemessenen Beobachtungsstationen und dem von H. Hess konstruierten Profil des Gletschergrundes, ein anderes Mal aus den Einsätzen der longitudinalen Welle und ihrer Reflexionen. Beide Profile stimmen gut miteinander überein. Im März dieses Jahres wurden seismische Messungen auf dem Konkordiaplatz (Großer Aletschgletscher) vorgenommen. Der Beobachtungsort blieb fest, die Sprengstellen verteilten sich auf fünf Beobachtungsorte in alle Richtungen weisende gerade Strahlen. Auch hier ist die Einsätze (I), (R), (II), (L. Sch.) deutlich zu erkennen. Die Geschwindigkeiten  $V_I$  und  $V_{II}$  stimmen bis auf wenige Prozent mit denen des Zungeneises des Hintereisferners überein. Aus den Reflexionen werden Ansätze von Profilen berechnet, jedoch reicht hier zu eingehender Bestimmung das Material noch nicht aus.

K. J.

**E. Wiechert** †. Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen. ZS. f. Geophys. 5, 159–162, 1929, Nr. 3/4. Unter der Bezeichnung „Göttinger Laufzeitkurven“ werden die Laufzeitkurven veröffentlicht, die sich aus den von E. Wiechert großzügig angelegten und nach seinem Tode von seinen Schülern fortgesetzten seismischen Arbeiten ableiten lassen. Deutlich zeigen sich zwei  $P$ -Einsätze: die  $P_2$ -Welle, die durch das „Grundgebirge“ gelaufen ist, und die mit noch größerer Geschwindigkeit durch eine tiefere Schicht gelaufene  $P_3$ -Welle. In einzelnen Fällen wird auch die durch das Deckgebirge gelaufene  $P_1$ -Welle festgestellt. Leider etwas klein geratene Figuren bringen die Laufzeitkurven  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$  mit Angabe der einzelnen Werte und eine Übersichtskarte der Spreng- und Beobachtungsorte.

K. J.

**B. Brockamp** und **K. Wölkens**. Bemerkungen zu den Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen. ZS. f. Geophys. 5, 163–171, 1929, Nr. 3/4. Nach Angaben über die Apparatur werden die Göttinger Laufzeitkurven näher untersucht. Unter sorgfältiger Beachtung lokaler Unterschiede wird der mittlere Wert für die Geschwindigkeit  $v_2$  der das „Grundgebirge“ durchlaufenden Wellen zu 5,90 km/sec gefunden, die Geschwindigkeit  $v_3$  der  $P_3$ -Wellen zu 6,9 km/sec. Die Tiefe  $h$  des von der  $P_2$ -Welle durchlaufenen „Grundgebirges“ wird bestimmt. Im Leinetal ist  $h$  etwa gleich 3 km, in der Hessischen Schweiz etwa 1,3 km. Die Tiefe der von der  $P_3$ -Welle durchlaufenen Schicht läßt sich weniger genau ermitteln, sie liegt um 8 km. Die Beobachtungen des Oppaubebens sind nicht immer mit den Göttinger Ergebnissen in Übereinstimmung, jedoch paßt gerade die im Göttinger Diagramm des Oppaubebens gemessene Differenz der ersten beiden Einsätze zu der derselben Herdentfernung entsprechenden Differenz  $P_2 - P_3$  der Göttinger Laufzeitkurven. Zusammenhänge zwischen lokalen Unterschieden des seismischen Charakters und Anomalien der Schwere und des Erdmagnetismus lassen sich noch nicht feststellen.

K. J.

**I. J. Wymore**. The relation of radio propagation to disturbances in terrestrial magnetism. Proc. Inst. Radio Eng. 17, 1206–1213, 1929, Nr. 7. Am Tage zeigte der Empfang langer Wellen über große Entfernungen (400 bis 7100 km) nach einem magnetischen Sturm ein starkes Ansteigen. Maximum wird nach ein oder zwei Tagen erreicht. Nach vier bis fünf Tagen wird der Empfang wieder normal. Bei kürzeren Entfernungen (250 bis 450 km) zeigte die Intensitätskurve vor und nach dem Sturm ein Maximum mit einer Breite von vier bis fünf Tagen.

F. A. Fies

**ermann.** Eine einfache erdmagnetische Apparatur für Schulzwecke. Prakt. Schulphys. **9**, 168—172, 1929, Nr. 7. An Stelle des sonst gebräuchlichen Stabmagnets wird für die Messung der Deklination und Horizontalintensität ein glashartes, magnetisiertes Stahlband von 43 cm Länge, 1 cm Breite und 0,5 mm Dicke verwendet, etwas gekrümmt, so daß der Polabstand 40 cm beträgt. Dadurch erübrigt sich die Fadenaufhängung; es genügt für Schulzwecke, das Band auf einer Gammophonnnadel schwingen zu lassen. Für den Ablenkungsversuch wird die Stabmitte über eine kurze Bussolennadel gelegt. *J. Bartels.*

**ross Gunn.** A theory of the permanent magnetic fields of the sun and earth. Phys. Rev. (2) **34**, 335—343, 1929, Nr. 2. Bereits berichtet nach vorläufiger Mitteilung in Terrestr. Magn. **34**, 154, 1929 (diese Ber. S. 1896). Hier wird die ausführliche Ableitung gegeben, die jedoch nicht überzeugend wirkt. *J. Bartels.*

**B. Mirick and E. R. Hentschel.** A new method of determining height of the Kennelly-Heaviside layer. Proc. Inst. Radio Eng. **17**, 1034—1041, 1929, Nr. 6. Die Verff. verwenden folgendes Verfahren zur Bestimmung der Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht: Ein Flugzeugsender sendet unmoduliert auf kurzen Wellen ( $\lambda = 100$  und 110 m, entsprechend  $f = 2725$  und 3000 kHz) mit konstanter Frequenz und Leistung, während das Flugzeug auf einem Boden fest aufgestellten Empfänger zu- oder von diesem wegfliegt. Infolge Überlagerung von Bodenwelle und Raumwelle treten beim Empfänger mit Rücksicht auf die ständige Änderung des Senderabstandes periodische Schwankungen der Empfangsintensität auf, die selbsttätig aufgezeichnet werden. Aus der Periode dieser Schwebungen läßt sich mit Hilfe weiterer bekannter Größen die Höhe der reflektierenden Schicht berechnen. Die Rechnung wird für die vereinfachte Annahme geradlinigen Strahlengangs und scharfer Reflexion durchgeführt. Es ergeben Versuche bei Tage für eine solche Schicht Höhen von 85 bis 135 km. Die direkte Entfernung vom Flugzeug zum Empfänger betrug dabei 80 bis 200 km, die Flughöhe etwa 700 m, die Flugzeuggeschwindigkeit über Boden je nach der Windgeschwindigkeit 85 bis 220 km/Stunde und die Periode der Schwebungen 85 bis 0,26 Sek. *E. Mauz.*

**arl Störmer.** Kurzwellenechos, die mehrere Sekunden nach dem Hauptsignal eintreffen, und wie sie sich aus der Theorie des Polarlichtes erklären lassen. Naturwissensch. **17**, 643—651, 1929, Nr. 33. Die ersten Beobachtungen an Kurzwellenechos großer Zeitdifferenz stammen von Hals aus dem Jahre 1927. In der Folge hat der Verf. systematische Beobachtungen in größerem Umfang durchgeführt, zeitweise gleichzeitig mit englischen und holländischen Stellen. Festgestellt wurden Echos mit Zeitdifferenzen von bis 30 Sekunden gegenüber dem Hauptzeichen. Im übrigen zeigte sich, daß diese Echos nur selten auftreten. Damit das Phänomen beobachtet werden kann, muß eine Reihe von günstigen Bedingungen erfüllt sein. Die Wellenlänge muß günstig sein, die Sendeenergie hinreichend stark und die Heavisideschicht muß für die Wellen durchlässig sein. Der Verf. bringt die Erscheinungen der Kurzwellenechos in Zusammenhang mit seiner Theorie des Polarlichtes. Danach bilden die von der Sonne ausgehenden Kathodenstrahlpartikel unter dem Einfluß des magnetischen Erdfeldes einen torusartigen (ringförmigen) Raum um die Erdkugel herum. Die Kurzwellenzüge werden nun an den Elektronenwänden dieses Raumes reflektiert. Die hiernach berechneten und die beobachteten Echos sind von der gleichen Größenordnung. *K. Krüger.*

**E. Mathias et Ch. Jaquet.** Variations du champ électrique terrestre à la Station du Sommet du Puy de Dôme. C. R. 189, 14—15, 1928, Nr. 1. Die in dieser Arbeit mitgeteilten Feldstärkemessungen wurden mit einem Radiumkollektor und zwei registrierenden Benndorfelektrometern verschiedener Empfindlichkeit ausgeführt (8 und 4 mm für 100 Volt/m), und zwar ohne Umbrechung im Sommer 1928. Von den weniger häufig auftretenden negativen Werten wurde in der Mitteilung abgesehen. Die Beobachtungen ergaben während der Nacht geringere Werte als am Tage. Das Minimum der Nacht beträgt ungefähr 130 Volt. Das Maximum trat um 16 Uhr auf und betrug 183,8 Volt. Die täglichen Veränderungen in den Tagen, wo totale Nebelfreiheit herrschte, wurden in einer speziellen Tabelle zusammengestellt. In diesem Falle beträgt das Minimum der Nacht ungefähr 110 Volt. Während des Tages wurden zwei Maxima festgestellt, und zwar eins mit 175,6 Volt ungefähr um 10 Uhr und das zweite mit 173,9 Volt um 16 Uhr. Ein sekundäres Minimum war um 12 Uhr zu beobachten. Die Verf. versprechen interessante Resultate als Folge des Vergleichs von Messungen, welche durch zwei Jahre hindurch regelmäßig in der Ebene ausgeführt werden, mit den hier mitgeteilten Messungen in 1440 m Höhe. Sch.

**S. W. Dean.** Correlation of directional observations of atmospheric phenomena with weather phenomena. Proc. Inst. Radio Eng. 17, 1185—1191, 1928, Nr. 7. Seit März 1928 sind nach dem von Watson Watt angegebenen Kathodenstrahlverfahren Richtungsbestimmungen atmosphärischer Störungen ausgeführt worden. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit ihren Beziehungen zur Wetterlage und Verwendbarkeit bei der Wettervorhersage. Das Verfahren Watson Watt hat gegenüber dem früher meist benutzten rotierenden Rahmenpeiler den großen Vorteil, daß man mit ihm mehrere Störungszentren zugleich verfolgen kann und keine Integralwerte, sondern die Richtung jeder einzelnen Störung erhält. F. A. Fischer

**Ross Aiken Gortner.** Atmospheric electricity during sand storms. Science (N. S.) 70, 118—119, 1929, Nr. 1805. Es wird darauf aufmerksam gemacht, daß der von Canfield während eines Sandsturmes beobachtete Effekt jener Erscheinung analog ist, welche man in der Elektrokinetik mit dem Namen „Ströme fallender Teilchen“ bezeichnet. Bei den Sandstürmen ist der Widerstand, die Kraft, welche die Partikel bewegt, an Stelle der Schwerkraft. Die Reibung der Luft ist viel geringer als die eines flüssigen Systems ( $\eta =$  etwa 1900.1 bei 20°), die spezifische Leitfähigkeit trockener Luft ist außerordentlich gering, die Dielektrizitätskonstante ist klein (1,0). Somit ist das System ein solches, welches die Erzeugung hoher Potentiale begünstigt. Natürlich muß die relative Feuchtigkeit berücksichtigt werden, welche die Dielektrizitätskonstante, die Reibung und die Leitfähigkeit der Luft beeinflusst. Sch.

**H. M. Towne.** The Lightning Arrester and Factors Affecting Performance and Application. Gen. Electr. Rev. 32, 428—436, 1929, Nr. 8. Der augenblickliche Stand des Schutzes der Leitungen und Apparate vor schädlichen Überspannungen wird vom Verf. vom Standpunkt des Wissenschaftlers und Technikers diskutiert. In einigen Kathodenstrahloszillogrammen und Kurven wird die Überspannung in Abhängigkeit von den Leitungskonstanten (Übergang von Freileitung zum Kabel) und vom Erdungswiderstand des Schutzapparats dargestellt, sowie die zweckmäßige Anbringung von Schutzapparaten erörtert. Pfeiffer

**Lindholm.** Registrierbeobachtungen der Hessschen Ultra- $\gamma$ -Strahlung auf Muottas-Muraigl (2456 m). II. Mitteilung. S.-A. Gerlands Mittr. 22, 141–163, 1929, Nr. 1/2. Die weiter fortgesetzten Registrierungen der Höhenstrahlung auf Muottas-Muraigl (2456 m) im Jahre 1928 führen zu folgenden Ergebnissen: Bei oben offenem Bleimantel zeigt sich eine tägliche Periode (Minimum 4 Uhr, Maximum 16 Uhr, Schwankung 2%) mit Ortszeit und eine jährliche Periode (Maximum im Winter, Minimum im Sommer, 3% Schwankung). Der Barometereffekt beträgt im Mittel 5%/cm Hg. Die Beziehung zwischen Absorption und Luftdruck ist nicht konstant. Die Absorption hängt außer von der durchstrahlten Luftmasse auch von der Verteilung innerhalb der Masse ab. Bei 10 cm Bleipanzerung zeigt sich ähnlicher Tages- und Jahresgang mit kleinerer Amplitude. Der Barometereffekt beträgt hier 4,3%/cm Hg. Beziehungen zwischen Strahlungsintensität und Wolkendecke (im Sommer größere Zunahme als im Winter) und Gewitterböen (Strahlungszunahme) werden erwähnt.

*Kolhörster.*

**T. Holmes.** Penetrating Radiation and de Broglie Waves. Nature 23, 943, 1929, Nr. 3112. Gegenüber der korpuskularen Deutung, welche Bothe und Kolhörster ihren Versuchen über Höhenstrahlung geben, wird geltend gemacht, daß die für hochgeschwinde Elektronen errechenbare Brogliewellenlänge und die aus dem Photoprozeß ableitbare nahezu gleich werden. Aus Analogieschlüssen kann auch das Massenverhältnis der Elektronen- und Quantenmasse unter denselben Bedingungen nur nahezu eins werden. Wegen dieser Dualität ist daher aus einfachen Streu- und Absorptionsversuchen über die Natur der Strahlen nichts zu folgern.

*Kolhörster.*

**Auger et D. Skobelzyn.** Sur la nature des rayons ultrapénétrants (rayons cosmiques). C. R. 189, 55–57, 1929, Nr. 1. Bothe und Kolhörster schließen aus ihren Versuchen über Höhenstrahlung (Naturwissensch. 17, 271, 1929) auf korpuskulare Natur der Strahlung, sehen also die von ihnen beobachtete Korpuskularstrahlung als die primäre Höhenstrahlung an. Skobelzyn hatte bei seinen Nebelkammerversuchen (ZS. f. Phys. 54, 686, 1929) hochgeschwinde  $\beta$ -Strahlen, darunter auch einige Mehrfachbahnen gefunden. Gegenüber der früheren Deutung Skobelzyns für die Mehrfachbahnen (gemeinsames Emissionszentrum, Kernzertrümmerung) nehmen Verff. jetzt an, daß es sich dabei um Comptonprozesse einer primären Ultra- $\gamma$ -Strahlung handelt. Denn es ist möglich, daß das Elektron des ersten Comptonprozesses nahezu die Richtung besitzt, die das Elektron des zweiten Prozesses erhält, und rechelmäßig können Comptonelektronen der Ultra- $\gamma$ -Strahlung ein höheres Durchdringungsvermögen als die weichen Höhenstrahlungskomponenten aufweisen. Sie halten also die Strahlen für eine Sekundärstrahlung der Höhenstrahlung.

*Kolhörster.*

**Lombardini.** Sul calcolo della turbolenza nei bassi strati atmosferici. Lincei Rend. (6) 9, 898–902, 1929, Nr. 10. In einer früheren Arbeit (Lincei Rend. (6) 9, 63, 1929] hat der Verf. die Windbeobachtungen in Vigna Valle mit der Theorie der Windbewegungen in niedrigen Luftschichten (G. I. Taylor, F. J. W. Whipple) verglichen und in guter Übereinstimmung gefunden. Zur Erleichterung der langwierigen Berechnungen gibt er nun numerische Tafeln zur Berechnung der Turbulenz an italienischen Stationen.

*K. Przibram.*

**Egersdörfer.** Anleitung zur Darstellung von Häufigkeitskurven nach Bruns. Meteorol. ZS. 46, 202–209, 1929, Nr. 6. Die Analyse von Häufig-

keitskurven mit Hilfe der von Bruns definierten  $\Phi$ -Reihe wird neuerdings der Meteorologie oft angewandt, jedoch ist Bruns' Originalwerk sehr schwer zu lesen. Verf. gibt hier dankenswerterweise neben einem kurzen Einblick in die Theorie die Rechenregeln zur Bestimmung der Koeffizienten; nicht berücksichtigt ist nur das Verfahren bei sehr fein verteilten Argumenten der Häufigkeitstabellen. F. M.

**Wilho Väisälä.** Kondensationshöhe aus der relativen Feuchtigkeit und Lufttemperatur. Meteorol. ZS. 46, 229–230, 1929, Nr. 6. Es ist ausgegangen von der Veränderung der Temperatur bei adiabatischem Aufsteigen und der Änderung des Dampfdruckes bei gleichbleibender spezifischer Feuchtigkeit. Nach einigen Vereinfachungen ergibt sich für die Kondensationshöhe

$$z = 188 (t_0 + 105) \frac{\log r_0}{-5,1 + \log r_0},$$

wobei  $t_0$  = Temperatur,  $r_0$  = relative Feuchtigkeit im Anfangsstadium sind. Der Fehler ist in einem ungünstig gewählten Falle 15 m. Die Formel eignet sich zur Darstellung auf einem Rechenschieber. F. M.

**L. Petitjean.** Sur l'accélération des masses d'air dans les mouvements atmosphériques. C. R. 188, 1688–1690, 1929, Nr. 26. Es werden Rechnungen durchgeführt über die Beschleunigungen, die auftreten, wenn sich Massenteile in Druckfelder bewegen. Auf Grund früherer Arbeiten des Verf. werden die Schlüsse gezogen über die Temperaturverteilung (Fronten) in den verschiedenen diskutierten Fällen. Die Rechnungen erscheinen einwandfrei, jedoch sind die Schlußfolgerungen nicht ganz durchsichtig. F. M.

**L. H. Dawson, L. P. Granath and E. O. Hulburt.** The attenuation of ultraviolet light by the lower atmosphere. Phys. Rev. (2) 33, 1073, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.)

**L. H. Dawson, L. P. Granath and E. O. Hulburt.** The attenuation of ultraviolet light by lower atmosphere. Phys. Rev. (2) 34, 136–139, 1929, Nr. 1. Mit einem Quarzspektrographen und einer Quecksilberlampe wurde die Absorption des ultravioletten Lichtes zwischen 3000 und 2050 Å.-E. durch die Atmosphäre in Meereshöhe gemessen. Bei Wellenlängen größer als 3000 Å. war die Absorption unmeßbar schwach. Unterhalb 2800 Å.-E. setzt deutliche Absorption ein, die dieselbe ist bei Tag und bei Nacht. Sie wird auch durch die Änderung des Feuchtigkeitsgehalts nicht beeinflusst, nimmt aber bei leichtem Nebel zu. Die Dicke einer klaren Luftschicht, die erforderlich ist, um die Intensität des Lichtes auf  $10^{-2}$  zu verringern, beträgt 22 km für 2800, 5 km für 2500, 0,57 km für 2200 und 0,20 km für 2050 Å.-E. Die Absorption der unteren Atmosphäre zwischen 2800 und 2900 Å.-E. ist zu schwach, um das scharfe Absorptionsspektrum des Sonnenspektrums in diesem Spektralbereich zu erklären, das somit auf die absorbierende Wirkung des Ozons in den oberen Schichten zurückgeführt werden muß. Dagegen absorbiert die Luft der unteren Atmosphäre unterhalb von 2200 Å.-E., wo das Ozon wieder durchlässig ist, bereits so stark, daß hierdurch ein Durchdringen von Sonnenlicht dieser Wellenlängen bis zur Höhe des Meeresspiegels verhindert wird. K. L. W.

**L. P. Granath and E. O. Hulburt.** The absorption of light by fog. Phys. Rev. (2) 33, 1073, 1929, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.)

**L. P. Granath and E. O. Hulburt.** The absorption of light by fog. Phys. Rev. (2) 34, 140–144, 1929, Nr. 1. Mit Thermoelement und Galvanometer

wie spektrographisch wurden zwischen zwei 400 m entfernten Stationen Messungen über die Absorption des Lichtes durch Nebel für ein Wellenlängenintervall von 0,4 bis  $3\ \mu$  ausgeführt. Es zeigte sich, daß die Absorption mit zunehmender Wellenlänge langsam zunimmt, aber zu langsam, um die Erscheinung zu erklären, daß rotes Licht Nebel besser zu durchdringen vermag als blaues. Für ziemlich dichten Nebel, bei welchem bei Tageslicht 600 m entfernte dunkle Gegenstände mit bloßem Auge noch sichtbar waren, waren die zur Schwächung des Lichtes auf den 100. Teil nötigen Schichtdicken für Wellenlängen von 0,4, 0,5, 0,6, 1,0, 2,0 bzw. 3,0 Å.-E.: 710, 843, 910, 970, 980 bzw. 980 m.

*Sewig.*

**Fredrick E. Fowle.** Atmospheric ozone: its relation to some solar and terrestrial phenomena. *Smiths. Misc. Coll.* 81, Nr. 11, 27 S., 1929. In die Änderungen des atmosphärischen Ozongehalts während der Jahre 1921 bis 1928 zu bestimmen, verwendet Verf. Messungen der Sonnenstrahlung im Gebiet der gelben Ozonabsorptionsbande (4500 bis 6500 Å, Chappuisbande). Diese Beobachtungen wurden auf der nördlichen und südlichen Halbkugel durchgeführt. Der jährliche Gang des Ozongehalts weist auf der nördlichen Hälfte ein Maximum zwischen April und Mai, ein Minimum zwischen August und September auf; die südliche Hälfte zeigt ein Maximum zwischen August und September, ein Minimum zwischen April und Mai. Die absorbierte Energie variiert zwischen 20 und  $100 \cdot 10^{-4}$  cal/cm<sup>2</sup> und pro Minute im Monatsmittel für die nördliche Hälfte, für die südliche Hälfte zwischen 20 und  $50 \cdot 10^{-4}$ . Für die nördliche Hälfte wird eine Abhängigkeit von der Sonnenflecktätigkeit gefunden. Daraus leitet der Verf. die Existenz zweier Ozonschichten her, von denen die eine durch ultraviolette Sonnenstrahlung hervorgerufen wird und über allen Beobachtungsplätzen ruht. Die zweite Ozonschicht wird auf positiv geladene Partikel, die bei Sonnenflecktätigkeit emittiert werden, zurückgeführt. Da diese Abhängigkeit auf der südlichen Hälfte nicht beobachtet wurde, schließt Verf., daß die Teilchen positiv geladen sind und nur die nördliche Hälfte treffen. Der Gang der magnetischen Störungen scheint den Schwankungen des Ozongehalts der Atmosphäre parallel zu laufen.

*Cario.*

**Carl Fischer.** Eine Methode, den Schwankungen der Landesverdunstung näherzukommen. *Meteorol. ZS.* 46, 241—245, 1929, Nr. 7.

*Scheel.*

**N. Hummel.** Über die Tiefenwirkung bei geoelektrischen Rahmenmethoden. *ZS. f. Geophys.* 5, 72—80, 1929, Nr. 2. Das magnetische Feld eines durch den Untergrund gesandten stationären Stromes wird für den Fall untersucht, daß Rotationskörper abweichender Leitfähigkeit im sonst homogenen isotropen Medium eingelagert sind, wobei die Rotationsachse in der Richtung des homogenen Stromfeldes liegt. Es gelingt zu zeigen, daß bei tief unter der Erdoberfläche liegenden Einlagerungen die Störungen im normalen regelmäßigen Magnetfeld an der Oberfläche nahezu gleichzeitig mit den Verzerrungen im zugehörigen Potentiallinienbild verschwinden.

*Kirsch.*

**Erwin Freundlich.** Über die Bedeutung der durchdringenden, kosmischen Strahlung für die Astrophysik. *Natuurk. Tijdschr. Nederl.-Ind.* 9, 21—27, 1929. Die seinerzeit von Helmholtz angenommene Kontraktionsenergie zur Erklärung der Lebensdauer der Sterne ist nicht ausreichend, um ihre Strahlungsverluste zu decken. Radioaktive Vorgänge gewöhnlicher Art sind ebenfalls ungenügend, so daß man schon solche besonderer Art annehmen

muß, wie sie in Atombildungsprozessen zur Verfügung stehen. Solche Vorgänge deren Mechanismus allerdings noch ganz ungeklärt ist, liefern durch den Übergang von Materie in Energie die erforderlichen Strahlungsmengen. Das können, nach der Relativitätstheorie verständlich, elektromagnetische Strahlung so kurzer Wellenlänge entstehen, wie sie bei der Höhenstrahlung anzunehmen sind. Wenn nun auch deren Erforschung sich erst im Anfangsstadium befindet, so ist das Problem der Höhenstrahlung doch bereits jetzt zu einem der grundlegendsten Probleme der Astrophysik geworden.

Kohlhörner

**Albrecht Unsöld.** On the thermal excitation of atoms in the reverse layer of the sun. *Astrophys. Journ.* **69**, 322–329, 1929, Nr. 5. Nach Adams und Russell ist die Verteilung der Atome in den höheren Quantenzuständen in Sternen verschiedener Temperatur nicht in Übereinstimmung mit dem Boltzmannschen Gesetz. Verf. untersucht die Gültigkeit dieses Gesetzes für die Sonne, indem er für zwei tiefliegende Quantenzustände mit Hilfe der für ihn von ihm beschriebenen Methode der Linienkonturen die Zahl der Atome, multipliziert mit der entsprechenden Oszillatorenstärke, bestimmt. Unter der Annahme, daß das Verhältnis der Oszillatorenstärken für die beiden ähnlichen Atome  $\text{Ca}^+$  und  $\text{Ba}^+$  dasselbe ist, können durch Bestimmung der Linienkonturen der zwei Multipletts  $^2S - ^2P$  und  $^2S - ^2D$  die  $f$  eliminiert und so die Anzahl der Atome in den beiden Zuständen  $^2S$  und  $^2D$  bestimmt werden. Es zeigt sich, daß die so ermittelte Zahl der Atome im oberen  $^2D$ -Zustand (1,7 Volt) innerhalb der Meßgenauigkeit übereinstimmt mit derjenigen, die sich mit Hilfe des Boltzmannschen Gesetzes aus der Temperatur der umkehrenden Schicht ergibt. Dieses Gesetz gilt also jedenfalls für so tiefliegende Quantenzustände. Nebenbei ergibt sich, daß die gefundenen Übergangswahrscheinlichkeiten mit den nach der Quantenmechanik berechneten größenordnungsmäßig übereinstimmen. Lebensdauer des metastabilen  $3^2D$ -Zustandes von  $\text{Ca}^+$  muß größer als  $10^{-2}$  s sein.

G. Herzberg

**Yngve Öhman.** The Possibility of Observing an Emission Spectrum of the Calcium Substratum in the Galaxy. *Nature* **124**, 179–180, 1929, Nr. 3118. Verf. erörtert den Nachweis von interstellarem Calcium, nach Gerasimovič und Struve (*Astrophys. Journ.* **69**, 7, 1929) gleichmäßig verteilt sein soll. Der erste Teil befaßt sich mit der  $K$ -Resonanzstrahlung. Unter der Voraussetzung kugelförmiger Verteilung mit  $R = 5000$  parsec und Sonne im Mittelpunkt erhält Verf. für das Verhältnis der Dichte der  $K$ -Strahlung zur Dichte des Sternlichtes gleicher Wellenlänge 4,5. Da aber die Breite der interstellaren  $K$ -Linie nur  $0,3 \text{ \AA}$  und nur 30% des Lichtes vom Nachthimmel durch die Sterne kommt (Dufay), wird das Verhältnis noch geringer; wäre keine  $K$ -Absorption vorhanden, so wäre die  $K$ -Linie nur um 0,1 m heller. Da aber eine sehr starke  $K$ -Absorption vorhanden ist, gibt es überhaupt keine Möglichkeit, die Linie gegen den kontinuierlichen Hintergrund zu beobachten. Im zweiten Teil wird die Aufspaltung in die Linien  $1\delta - 1\pi$  und in die verbotene  $1\sigma - 1\pi$  untersucht, ferner das Spektrum, das durch Einfangen von Elektronen durch  $\text{Ca}^{++}$  entsteht. Aber Beobachtungsmöglichkeit ergab sich nur für die verbotenen Übergänge infolge Fehlens im Sternspektrum, das Auffinden wird jedoch durch die Lage im roten Teil des Nachlichtspektrums erschwert. Verf. hält die Aufsuchung für wichtig, um Schlüsse auf Temperatur und Dichte der interstellaren Materie zu ziehen.

Sämann